

Philips Technisch Tijdschrift

BEHANDELLENDE TECHNISCHE VRAAGSTUKKEN

SAMENHANGENDE MET DE PRODUCTEN, WERKWIJZEN EN ONDERZOEKINGEN
VAN DE N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN

REDACTIE: NATUURKUNDIG LABORATORIUM DER N.V. PHILIPS' GLOEILAMPENFABRIEKEN, EINDHOVEN

NIEUWE ELECTRONENBUIZEN ALS SCHAKELAARS IN DE COMMUNICATIETECHNIEK

I. INSCHAKELBUIZEN

door J. L. H. JONKER en Z. van GELDER. 621.385.832:621.318.57:621.39

De ontwikkeling van telefooncentrales heeft de logische weg gevolgd van geheel met de hand bediende inrichtingen over half-automatische tot de hedendaagse volautomatische centrales. In deze laatste komen de verbindingen tussen de abonné's tot stand over mechanische, door electromagneten bediende, schakelaars.

De volgende fase in de ontwikkeling zal waarschijnlijk de vervanging van deze electro-magnetische relais, kiezers, enz. door elektronenbuizen te zien geven. Deze hebben boven mechanische schakelaars o.a. het voordeel van een veel geringere traagheid, zodat zij hun taak aanzienlijk sneller kunnen verrichten en dus vlugger beschikbaar komen voor het uitvoeren van een volgende taak. Op deze wijze komt men met minder schakelmaterieel toe.

Hoewel de ontwikkeling van de speciale elektronenbuizen die relais e.d. moeten kunnen vervangen, nog maar nauwelijks is begonnen, heeft het laboratoriumonderzoek toch reeds geleid tot enige typen in een technisch bruikbare vorm, waarover in dit en een volgend artikel een en ander zal worden medegedeeld.

Behalve in de automatische telefoontechniek zullen deze „schakelbuizen” ook toepassing kunnen vinden op andere gebieden waar snel — al of niet synchroon — moet worden geschakeld, zoals het geval is bij bepaalde systemen voor multiplex verbindingen, voor codemodulatie, voor kleurentelevisie, enz.

De lijntelefonie maakt voor het tot stand brengen en verbreken van verbindingen op grote schaal gebruik van schakelaars in de vorm van electro-magnetische relais. In fig. 1 zijn de eenvoudigste typen voorgesteld. De contacten van relais zijn onderhevig aan inbranden en moeten derhalve regelmatig worden schoongemaakt. Een belangrijke factor bij deze relais is voorts de snelheid van schakelen. Een beperking vormt hier de traagheid waarmee het magnetische veld ontstaat of verdwijnt, resp. de traagheid van bewegende delen.

Het is begrijpelijk dat men, zoekende naar schakelaars die geen onderhoud vragen en minder traagheid hebben, heeft gedacht aan elektronenbuizen, waarvan de schakelsnelheid wel 10^2 tot 10^4 maal groter kan zijn. Inderdaad worden in de telefoontechniek versterkbuizen van het bekende type, waarbij een elektronenstroom door een of

meer roosters in sterkte wordt geregeld, in bepaalde gevallen wel eens als relais gebezigd, doch er is geen sprake van dat deze — voor geheel andere doeleinden ontworpen — buizen de functie van bijv. een relais met wisselcontacten zouden kunnen

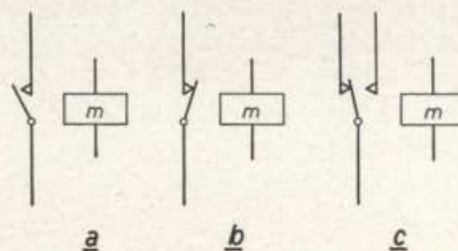


Fig. 1. a) Relais met een maakcontact, b) relais met een verbreekcontact, beide getekend voor het geval van niet bekrachtigde magneetspoel m. c) Relais met een wisselcontact (tweewegschakelaar; de beide andere relais zijn eenwegschakelaars).

vervullen. Ook reeds indien men in de telefoon-techniek het allereenvoudigste relais (fig. 1a) zou willen vervangen door een normale radiobuis, stuit men op de moeilijkheid dat bij zulk een buis de anodewisselspanning 180° in fase verschilt met de roosterwisselspanning. Bij het overbrengen van impulsen zouden deze nu eens met de ene, dan weer met de andere polariteit aankomen, al naar gelang het herhaaldelijk variërende aantal trappen dat zich in de verbinding bevindt, even of oneven is. Die moeilijkheid is eventueel alleen te vermijden met vrij gecompliceerde maatregelen. Deze komen te vervallen indien men beschikt over een elektronische schakelaar waarbij, evenals bij een gewone schakelaar, het faseverschil tussen de ingang- en de uitgangspanning nul is. Aanstands zullen wij zien dat zulk een wijze van elektronisch contact maken mogelijk is indien men gebruik maakt van secundaire emissie — hetgeen dan ook in alle buizen die wij in deze artikelen voor het voetlicht willen brengen¹⁾ het geval is.

Deze buizen — het zij hier met nadruk gezegd — beschouwe men als nog te verkeren in een experimenteel stadium. Niettemin tonen hun vorm en afmetingen (ongeveer als die van een normale radiobuis) en natuurlijk de later te bespreken elektrische eigenschappen, dat met de eisen der praktijk van meet af aan rekening is gehouden.

Naar de wijze waarop de uit een gloeikathode tredende elektronenstroom wordt gedwongen, resp. hem wordt belet, op een bepaalde plaats in de buis terecht te komen (corresponderend met het gesloten, resp. geopend zijn van een bepaald contact), kunnen de te behandelen typen buizen worden verdeeld in twee groepen:

- 1) die waarbij de elektronenstroom door een stuurrooster wordt doorgelaten, resp. onderdrukt; dit zijn inschakelbuizen, die overeenkomen met relais met een of meer maakcontacten, en
- 2) die waarbij de (gebundelde) elektronenstroom als in een kathodestraalbuis wordt afgebogen; dit zijn omschakelbuizen, overeenkomend met relais met een of meer wisselcontacten, of met meerweschakelaars.

In dit eerste artikel zullen we ons alleen bezig houden met buizen van de eerstgenoemde groep. Wij willen vooraf de grondslag bespreken waarop het elektronisch contact maken met behulp van secundaire emissie berust.

„Contact maken” met behulp van secundaire emissie

Het principe van het tot stand brengen van een elektronisch contact met behulp van secundaire emissie²⁾ is toegelicht in fig. 2. Een stroom van primaire elektronen p is gericht op een electrode h (fig. 2a), die een positieve spanning V_h heeft. Nemen wij aan dat deze electrode geen secundaire elektronen kan emitteren, dan verloopt de stroom I_h in de toevoering van de electrode h , in afhankelijkheid van de spanning V_h , als de kromme 1 in fig. 2b; I_h bereikt al spoedig een verzadigingswaarde, gegeven door de stroomsterkte I_p van de primaire elektronen. Is daarentegen h zodanig geprepareerd dat ze een grote secundaire emissie kan leveren, en is in de buis een electrode a (fig. 2a) met een bepaalde positieve spanning V_a aanwezig, dan zullen reeds bij geringe positieve waarden van V_h secundaire elektronen ontstaan, die zich naar de op hogere potentiaal staande electrode a begeven. Zodra uit h per seconde meer secundaire elektronen vrij komen dan er primaire elektronen op vallen, wordt I_h negatief (zie het dalende stuk van de kromme 2 in fig. 2b, de zg. dynatronkarakteristiek). Maakt men V_h ongeveer gelijk aan V_a , dan kunnen de secundaire elektronen niet meer door a worden opgenomen. Zij keren dan naar h terug, zodat I_h in dit gebied ($V_h \approx V_a$) snel toeneemt, tot de kromme 1 weer is bereikt. Geeft men V_a een hogere waarde (V_a'), dan verkrijgt men een karakteristiek als de kromme 3.

Sluit men de electrode h over een weerstand R aan op een gelijkspanningsbron V_B (fig. 2c), dan wordt V_h als functie van de door R vloeiende stroom I_h voorgesteld door de rechte lijn R (fig. 2b). Het snijpunt van deze lijn met de kromme 2 geeft de waarden van stroom en spanning van de electrode h aan die zich, bij een spanning V_a op de andere electrode a , zullen instellen. Kiest men de grootte van R en V_B zodanig dat het snijpunt op het steile deel van de kromme 2 komt te liggen — zoals in fig. 2b is voorgesteld —, dan is de bij dit snijpunt behorende potentiaal V_h nagenoeg gelijk aan die welke behoort bij het snijpunt van 2 met de abscisas, dus ongeveer V_a . Denken we nu V_a variabel, dan volgt V_h de veranderingen van V_a , en wel zonder omkering van teken; met andere woorden: er bestaat als het ware contact tussen de elektroden h en a , die we de uitgangselektrode, resp. ingangselektrode kunnen noemen.

¹⁾ Ten dele zijn deze buizen ook behandeld in: J. L. H. Jonker, Valves with a ribbon-shaped electron beam: contact valve; switch valve; selector valve; counting valve, Philips Res. Rep. 5, 6-22, 1950 (No. 1), en in: J. L. H. Jonker, Buizen met lintvormige elektronenbundel, T. Ned. Radiog. 15, 37-52, 1950 (No. 2).

²⁾ Het is terloops al eens in dit tijdschrift beschreven (Philips techn. T. 11, 141-142, 1949, fig. 12). De schakeling waarin het werd toegepast, werd „anodevolger” genoemd.

Als men met a bijv. een telefoonlijn L_1 verbindt (fig. 2d) waarop positieve spanningsimpulsen aanwezig zijn, en met h een lijn L_2 , dan worden de impulsen van L_1 doorgegeven naar L_2 zolang h door de primaire electronen wordt getroffen. Om een willekeurige wisselspanning (bijv. met spraakfrequenties) door te geven, gaan we te werk als is weergegeven in fig. 2e; de potentiaal van a bestaat hier uit een constante voorspanning, die via een weerstand R_a wordt betrokken van een gelijkspanningsbron $V_{B'}$, en uit de wisselspanning, afkomstig van bijv. de lijn L_1 , die met a is ver-

Het aan de hand van fig. 2d beschreven contact is eenzijdig, want zonder verdere maatregelen volgt V_a eventuele wisselingen van V_h niet. In de communicatietechniek wordt zeer vaak gebruik gemaakt van gescheiden kanalen voor de heen- en terugverbinding. Voor zulk een eenrichtingskanaal is derhalve een eenzijdig contact voldoende, waarmee dan ook bij de meeste van de hierna te bespreken buizen is volstaan. Voor die gevallen echter waarin een tweezijdig contact noodzakelijk is, is de buis ontwikkeld die in de volgende paragraaf ter sprake komt.

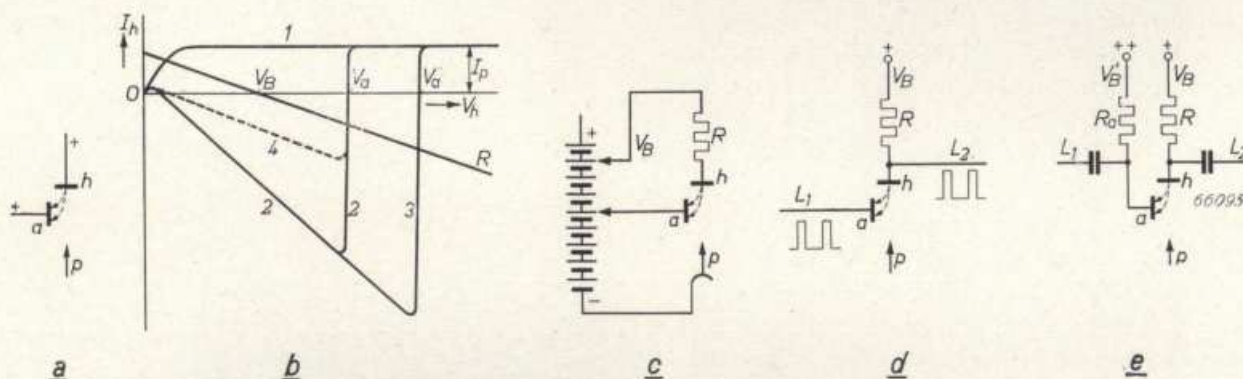


Fig. 2. a) Een stroom van primaire electronen p is gericht op een electrode h en maakt daaruit secundaire electronen vrij, die zich naar een opvangelectrode a met positieve spanning begeven.

b) De stroom I_h van de electrode h als functie van de spanning V_h aan dezelfde electrode, 1: voor het geval dat h niet secundair emitteert, 2: met secundaire emissie van h en bij een spanning V_a op de electrode a , 3: idem, doch bij een hogere spanning (V_a') op de electrode a , 4: als 2, doch met zwakkere secundaire emissie.

c) De electrode h is over een weerstand R verbonden met een punt van positieve spanning V_B , zodat het snijpunt van de lijn R met een der karakteristieken — zie (b) — het werkpunt wordt.

d) De opvangelectrode a doet dienst als ingangs-, en h als uitgangselectrode. Positieve spanningsimpulsen op de telefoonlijn L_1 worden overgedragen op de lijn L_2 zolang de primaire electronenstroom op h valt.

e) Schakeling voor het overdragen van een willekeurige wisselspanning van lijn L_1 naar lijn L_2 . De ingangselectrode a krijgt via de weerstand R_a een positieve voorspanning.

bonden over een scheidingscondensator, evenals L_2 met h . Zolang de primaire electronen op h vallen, volgt de spanning van h die van a , en vertoont L_2 dus dezelfde wisselspanning als L_1 . Om in de gevallen van de fig. 2d en 2e het contact te verbreken, behoeft men slechts een stuurrooster, dat in de nabijheid van de kathode is opgesteld, een negatieve spanning te geven die voldoende is om de primaire electronenstroom te onderdrukken.

Het „spanningsverlies” in het contact, $V_a - V_h$, is klein en weinig gevoelig voor de grootte van de secundaire emissie, mits men er voor heeft gezorgd dat de lijn R de karakteristiek snijdt ongeveer in het midden van het steile gedeelte: voor een minder goed secundair emitterende electrode h (kromme 4 in fig. 2b) vindt men dan nagenoeg hetzelfde snijpunt.

Met de schakeling van fig. 2e is binnen zekere grenzen tweezijdig contact toch wel mogelijk. Wordt V_h door een van L_2 afkomstige spanning bijv. verhoogd, dan is pas een nieuw evenwicht mogelijk als V_a evenveel toeneemt: zou namelijk V_a bij de stijgende V_h achterblijven, dan konden er geen secundaire electronen meer van h naar a overgaan, de stroom door R_a zou verminderen, hetgeen betekent dat V_a toch toeneemt. Evenzo beredeneert men, dat V_a zal afnemen als V_h lager wordt.

Onbeperkt kan echter V_a de wisselingen van V_h niet volgen. Ten eerste kan V_a niet meer volgen als V_h de waarde $V_{B'}$ overschrijdt, daar dit de hoogste potentiaal is die a kan aannemen (daarom is het gunstig, $V_{B'}$ hoog te kiezen, hoger dan V_B). Bij daling van V_h treedt ten slotte een andere grens op doordat de secundaire emissie, welke door de daling van V_h is afgenomen, niet meer de grotere stroom door R_a kan leveren die voor een even grote daling van V_a nodig zou zijn.

Indien men een tweezijdig werkende schakelbuis nodig heeft, kan dus een buis volgens het beschreven principe dienst doen. In het algemeen echter zal een buis van de hieronder besproken soort, die voor tweezijdige werking is ontworpen, beter geschikt zijn.

Symmetrische contactbuis

Een tweezijdig contact, dat voor beide richtingen geheel gelijkwaardig is, ontstaat als we de inrichting volgens fig. 2e geheel symmetrisch uitvoeren. Daartoe prepareren we de elektroden h en a (in fig. 3 h_1 en h_2 genoemd) beide voor grote secundaire emissie, we plaatsen ze symmetrisch ten opzichte van de primaire elektronenstroom en verbinden ze beide over een weerstand R met een punt van positieve spanning. De dan verkregen buis werkt als volgt.

We beschouwen eerst alleen de secundaire electronen die afkomstig zijn van de elektrode h_1 , en noemen de potentiaal van h_1 en die van h_2 resp. V_1 en V_2 . Zolang V_2 groter is dan V_1 worden al deze electronen weggezogen door de elektrode h_2 . Aan dit geval beantwoordt het horizontale deel van de karakteristiek 1 in fig. 4. Keren we het potentiaalverschil om ($V_2 < V_1$), dan kunnen de uit h_1 getreden secundaire electronen — dank zij hun beginsnelheden, die veel groter zijn dan die waarmee electronen uit een gloeikathode treden — nog in meerdere of mindere mate tegen het elektrische veld in lopen; zie het gekromde linkerdeel van de

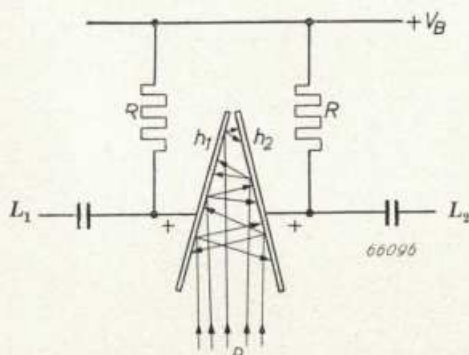


Fig. 3. Geheel symmetrisch tweezijdig elektronisch contact. De primaire electronen p vallen op twee symmetrisch geplaatste elektroden (h_1 en h_2), die beide secundair kunnen emitteren en beide over een weerstand R met een punt van positieve spanning V_B zijn verbonden. L_1 - L_2 uitwendige keten.

karakteristiek 1. Voor de secundaire electronen die door de elektrode h_2 worden geëmitteerd, geldt een soortgelijke karakteristiek (2 in fig. 4). De stroom die in de uitwendige keten vloeit (L_1 - L_2 in fig. 3), wordt gevonden door de ordinaten van de krommen 1 en 2 op te tellen. Dan ontstaat de kromme 3, de stroom-spanning-karakteristiek van het elektronische contact. De overeenkomstige karakteristiek van een ideaal contact zou de I -as zijn, die van een contact met een geringe overgangsweerstand de gestippelde lijn 4. De karakteristiek 3 benadert 4, want ze is in de omgeving van de oorsprong nagenoeg lineair, het

contact kan derhalve in beide richtingen zonder noemenswaardige vervorming bijv. wisselspanningen met spraakfrequenties overbrengen. De hoek tussen de raaklijn aan 3 in de oorsprong en de I -as is een maat voor de weerstand van het contact, die omgekeerd evenredig is met de sterkte I_p van de

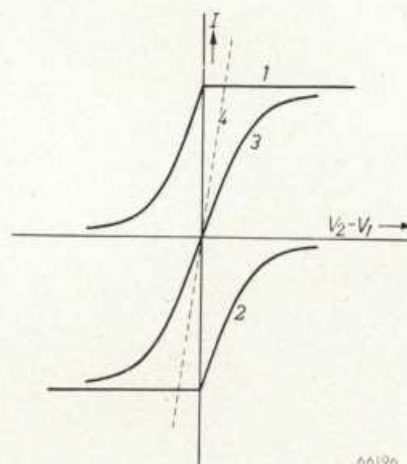


Fig. 4. Als functie van het spanningsverschil $V_2 - V_1$ is voor de buis volgens fig. 3 uitgezet: 1 de stroomsterkte van de secundaire electronen die van h_1 afkomstig zijn, 2 idem voor die welke van h_2 afkomstig zijn, en 3 de totale stroom, die men vindt door de ordinaten van 1 en 2 op te tellen. Ter vergelijking geeft de stippellijn 4 de stroom-spanning-karakteristiek van een normaal contact met geringe overgangsweerstand weer.

primaire electronenstroom. Met $I_p = 1$ tot 2 mA is een contactweerstand bereikbaar in de orde van 1000 ohm.

Door een eenvoudige maatregel kan men de beschreven symmetrische contactbuis in enkele opzichten verbeteren. Deze maatregel bestaat in het aanbrengen van een rooster g_2 (zie fig. 5, die een tweepolige contactbuis voorstelt), dat zodanig is gedimensioneerd en op een zodanige positieve

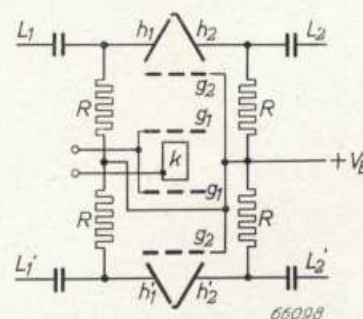


Fig. 5. Tweezijdige contactbuis volgens het principe van fig. 3, in tweepolige uitvoering. Met k is de gemeenschappelijke kathode aangegeven, met g_1 het stuurrooster, met g_2 een hulp-rooster op positieve spanning, en met h_1 - h_2 en h'_1 - h'_2 de secundair emitterende elektroden, waarop bijv. de lijnen L_1 - L_2 en L'_1 - L'_2 zijn aangesloten.

De elektroden h_2 en h'_2 zijn iets verlengd en omgebogen, om te voorkomen dat electronen op de ballon terecht komen en daar ongewenste secundaire emissie veroorzaken.

potentiaal wordt gebracht dat van de secundaire emissie der elektroden h_1 en h_2 , resp. h_1' en h_2' , een gedeelte wordt weggezogen dat juist overeenkomt met de stroom van de primaire bundel. Hierdoor wordt de stroom door de weerstanden R zeer klein. Dit betekent, dat de gemiddelde potentiaal der elektroden h hoger wordt (bijna gelijk aan V_B), dat derhalve de coëfficiënt van secundaire emissie groter wordt en de over te brengen stroom sterker kan zijn. Schakelt men de primaire bundel uit, dan loopt de potentiaal van h tot de slechts weinig hogere waarde V_B op; aan de circuits die op de elektroden h zijn aangesloten, treden bij sluiten of openen van het contact (doorlaten resp. onderdrukken van de bundel) dus ook slechts kleine, niet storende, spanningsprongen op. De genoemde voordelen blijven nog bestaan indien men de weerstandswaarden R zo hoog kiest dat de weerstanden nog maar een geringe belasting voor de circuits vormen.

Fig. 6 is een foto van de laatstbesproken buis.

Beperkte schakelmogelijkheden met buizen van het behandelde type

In de telefonie worden in vele gevallen aan relais eisen gesteld waaraan het beschreven buistype niet of slechts ten dele voldoet. Dikwijls verlangt men namelijk dat vele relaiscontacten in serie en althans enige parallel kunnen worden geschakeld. Met



Fig. 6. Foto van de in fig. 5 schematisch voorgestelde buis.

electromagnetische relais is aan deze eis zonder moeite te voldoen. Met buizen van het beschreven type echter loopt men reeds vast als men meer dan drie er van in serie schakelt. Dit willen we even toelichten alvorens we de oplossing bespreken die voor deze moeilijkheid is gevonden. Bij parallel-

schakeling, waarop wij hier niet zullen ingaan, doen zich in het algemeen geen bijzondere moeilijkheden voor.

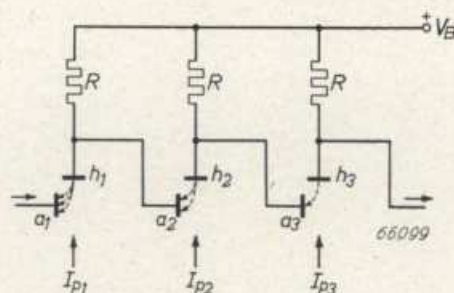


Fig. 7. Serieschakeling van drie eenzijdige elektronische contacten volgens fig. 2d.

In fig. 7 is voorgesteld de serieschakeling van drie contactbuizen (voor doorlating in één richting) als weergegeven in fig. 2. De weerstanden R zijn, naar we eerst willen aannemen, zo groot dat de stromen die er door vloeien, kunnen worden verwaarloosd in vergelijking met de primaire elektronenstromen, die we onderling even groot onderstellen ($I_{p1} = I_{p2} = I_{p3} = I_p$). De secundair emitterende elektrode h_3 van de derde buis zal dan een zodanige potentiaal aannemen dat haar coëfficiënt van secundaire emissie, δ_3 , gelijk aan 1 is. Naar de opvang-elektrode a_3 loopt dan een stroom van secundaire elektronen, I_{sec3} , gelijk aan I_{p3} . Deze stroom komt op de elektrode h_2 van de tweede buis samen met de primaire stroom I_{p2} , zodat h_2 een secundaire elektronenstroom moet emitteren ter grootte van $I_{sec3} + I_{p2} = 2I_p$. Aangezien er aan primaire elektronen slechts een stroom $I_{p2} = I_p$ op valt, moet h_2 een potentiaal aannemen waarbij de coëfficiënt van secundaire emissie δ_2 gelijk aan 2 is. Evenzo beredeneert men dat de elektrode h_1 van de eerste buis zich zal instellen op een potentiaal waarbij haar coëfficiënt van secundaire emissie, δ_1 , gelijk aan 3 is, en, bij n in serie geschakelde buizen, gelijk aan n . Nu is voor een stof met goede secundaire emissie als caesium, bij 200 eV energie van de primaire elektronen, de coëfficiënt van secundaire emissie ten hoogste ongeveer 5. Nemen we de eindige waarde van R wel in aanmerking, dan moeten de δ 's nog iets groter zijn dan n , opdat ook de stromen door deze weerstanden worden gecompenseerd. Het aantal elektronische contacten dat men in serie kan schakelen, is hierdoor in de practijk beperkt tot slechts drie.

Een middel waardoor men veel meer contacten in serie kan schakelen, bestaat in het scheiden van de twee functies die de elektrode a tot dusverre vervulde, namelijk de functie van ingangselektrode en die van opvangselektrode. Door deze scheiding

komt het contactstelsel te bestaan uit drie elektroden, waarvan de ingangselectrode de vorm van een rooster heeft en nagenoeg stroomloos blijft.

Contactstelsel met roostervormige ingangselectrode

In fig. 8 is schematisch een eenzijdig contactstelsel met drie elektroden voorgesteld, waarbij primaire elektronen weer een secundair emitterende elektrode h treffen, die de ene contactelektrode

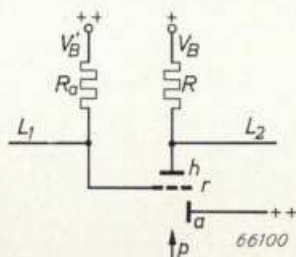


Fig. 8. Contactstelsel met roostervormige ingangselectrode. p primaire elektronen, h secundair emitterende uitgangselectrode, r ingangselectrode in de vorm van een rooster, a opvangselectrode op een vaste, hoge potentiaal. L_1 binnenkomende, L_2 uitgaande lijn.

(uitgangselectrode) vormt; de roostervormige ingangselectrode is nu r genoemd. De uit h tredende secundaire elektronen gaan voor verreweg het grootste deel door de mazen van het rooster heen naar een derde, op een vaste en hogere potentiaal staande opvangselectrode a . Evenals bij het in fig. 2 afgebeelde geval volgt h de potentiaalwisselingen van r (in dit geval nauwkeuriger gezegd: de potentiaalwisselingen in het vlak van r). De geringe stroom naar r kan grotendeels nog worden gecompenseerd door deze elektrode per seconde ongeveer evenveel secundaire elektronen te laten afgeven als er primaire elektronen op vallen ($\delta \approx 1$); dit is het geval indien het metaaloppervlak niet verontreinigd is.

Schakelen we een aantal van deze contacten in serie, dan doet zich, wegens het nagenoeg stroom-

loos zijn van de elektroden r , de boven besproken moeilijkheid in veel mindere mate voor. Er kunnen nu zonder bezwaar ongeveer 10 contacten in serie worden geschakeld, wat voor verscheidene praktische gevallen al een voldoende aantal is.

Het spanningsverschil over het gesloten contact kan zeer klein (zelfs negatief) worden gemaakt, dank zij het feit dat men de op hoge potentiaal staande elektrode a in het vlak van het rooster r een potentiaal kan laten veroorzaken die hoger is dan de potentiaal van het rooster zelf.

Dit contactstelsel met drie elektroden is toegepast in buizen waarin de primaire elektronenstroom door electrostatistische afbuiging in de gewenste richting wordt gestuurd. Een volgend artikel zal hierover nadere bijzonderheden brengen.

Samenvatting. Dit artikel is het eerste van een tweetal, waarin enige experimentele buizen zullen worden beschreven die bestemd zijn om te fungeren als schakelaars. Boven electromagnetische relais hebben deze schakelbuizen als voordeel dat de schakelsnelheid veel groter is en dat men is ontslagen van het schoon houden van de contacten.

In tegenstelling tot gewone elektronenbuizen, waarbij het uitgangssignaal 180° in fase ten opzichte van het ingangssignaal is verschoven, hebben de nieuwe buizen de eigenschap dat beide signalen in fase zijn, waardoor vele complicaties worden vermeden. Deze eigenschap is te danken aan het gebruik van een secundair emitterende uitgangselectrode, die in potentiaal de ingangselectrode volgt. Het „contact”, dat aldus als het ware tussen deze elektroden ontstaat, kan worden verbroken door met behulp van een stuurrooster de primaire elektronenstroom te onderdrukken. Het contact is eenzijdig, dwz. de uitgangselectrode volgt de potentiaalwisselingen van de ingangselectrode (met gelijke fase!), maar het omgekeerde is in het algemeen niet het geval. In de telefonie kan men dikwijls met zulk een eenzijdig contact volstaan. Niettemin is ook een symmetrische contactbuis, voor tweezijdig contact, uitgewerkt, die bovendien dubbelpolig is uitgevoerd. De stroomspanning-karakteristiek van het contact is in de omgeving van de oorsprong nagenoeg lineair; de contactweerstand is in de orde van 1000 ohm.

In sommige gevallen is het een bezwaar dat van dit soort contacten er niet meer dan drie in serie kunnen worden geschakeld. Door de functies van ingangs- en opvangselectrode te laten vervullen door twee afzonderlijke elektroden („contactstelsel met roostervormige ingangselectrode”) kan men hieraan goeddeels tegemoet komen. Dan kan het aantal contacten in serie worden uitgebreid tot ongeveer 10.

HET FLIKKEREN VAN TELEVISIEBEELDEN

door J. HAANTJES en F. W. de VRIJER.

621.397.3:535.7:612.843.53

Bij het zien naar een televisievoorstelling kan soms het flikkeren van het beeld als hinderlijk worden ondervonden. Het is dus zaak dit flikkeren te onderdrukken. Door een geschikte keuze van de luminescerende stof op het scherm van de kathodestraalbuis blijkt het mogelijk te zijn het flikkeren aanzienlijk te verminderen, en wel zodanig dat dit effect onder normale omstandigheden geheel is verdwenen.

Het doel van film en televisie is de mens in staat te stellen bewegende taferelen op zo natuurgetrouw mogelijke wijze te reproducen. Dat dit doel technisch verwezenlijkt kan worden, ligt aan een fundamentele eigenschap van het menselijk oog, nl. aan het onvermogen van dit oog snel op elkaar volgende lichtindrukken als gescheiden prikkels waar te nemen. Daardoor wordt een rij van elkaar vlug opvolgende, slechts weinig verschillende beelden gezien als één vloeiend veranderend beeld. De frequentie waarmee de beelden elkaar afwisselen moet hiertoe natuurlijk voldoende hoog zijn. Maar zelfs wanneer dit het geval is, kan toch nog een onaangenaam effect optreden: het beeld flinkt. Dit effect verdwijnt pas als de frequentie aanzienlijk hoger wordt opgevoerd.

Bij de filmprojectie is een genormaliseerde „beeldfrequentie” in gebruik, nl. van 24 beelden per seconde. De belichting van het filmbeeld is intermitterend; zij wordt gedurende de beeldwisseling onderdrukt, zodat telkens een stilstaand beeld op het scherm verschijnt. Werden geen bijzondere maatregelen genomen, dan zou de bioscoopbezoeker bij de genoemde beeldfrequentie een aanzienlijk flikkereffect waarnemen. Daarom verhoogt men de projectiefrequentie kunstmatig: men onderbreekt tijdens de projectie van elk afzonderlijk beeld de verlichting een extra keer (de verschillende lichte en donkere intervallen kiest men even lang). Zodoende wordt een frequentie van 48 beelden per seconde bereikt — steeds zijn twee op elkaar volgende beelden dezelfde — en zoals een ieder uit eigen ervaring bekend zal zijn, wordt in de bioscoop geen last van flikkeren ondervonden.

Bij de televisieontvangst maakt men eveneens gebruik van een reeks beelden die in snel tempo op elkaar volgen, maar de situatie is hier ingewikkelder dan bij de filmprojectie. Het beeldscherm, dat met een laag van een fluorescerende stof (fosfor) is bedekt, wordt lijn voor lijn afgetast door een elektronenbundel. De fosfor wordt

dus ook lijn voor lijn aan het licht gebracht. De frequentie waarmee het „raster” volledig wordt afgetast wil men liefst zo laag mogelijk houden, daar de bandbreedte van het videosignaal hiermede direct evenredig is. Tevens is het voordelig (althans zo werd het tijdens de ontwikkeling van de televisie gevoeld) de beeldfrequentie te koppelen aan de netfrequentie. Vandaar dat in de Europese landen een beeldfrequentie van 25 Hz, en in de Verenigde Staten van Amerika een frequentie van 30 Hz (in beide gevallen de halve netfrequentie) gebruikelijk is. Hoewel deze frequenties hoog genoeg zijn om een continue beweging weer te geven, zijn ze te laag om flikkeren te voorkomen. Men past daarom algemeen interliniëring toe. Hieronder wordt verstaan dat de elektronenbundel niet alle horizontale lijnen in de natuurlijke volgorde aftast, doch eerst bijv. alle oneven lijnen en direct daarna alle even lijnen, enz. Er wordt nu bereikt dat tweemaal zoveel rasters per seconde worden geschreven, zij het dan elk met de helft van het totale aantal lijnen. Er ontstaat zodoende een rasterfrequentie van 50, resp. 60 Hz.

De vraag rijst nu of deze frequentie voldoende hoog is om het flikkeren te voorkomen. De ervaring welke men bij filmprojectie heeft opgedaan, is wegens de geheel andere beeldvorming niet voldoende om deze vraag te beantwoorden. Vandaar dat vele experimenten zijn gedaan speciaal voor het televisiegebied. In het onderstaande artikel zullen enige experimenten worden beschreven welke in het Philips-Laboratorium te Eindhoven zijn uitgevoerd, en welke tijdens een bezoek van de IIde studiegcommissie van het Comité Consultatif International de Radio (C.C.I.R.) aan dit laboratorium in het voorjaar van 1950 zijn gedemonstreerd. Een uitgebreid verslag van deze experimenten is elders gepubliceerd¹⁾.

¹⁾ J. Haantjes en F. W. de Vrijer, Flicker in Television Pictures, Wireless Engineer 28, 40-42, Feb. 1951.

Alvorens de experimenten te bespreken, is het nuttig in het kort een overzicht te geven van die eigenschappen van het oog waarop het flikker-verschijnsel berust.

Physiologie van het flikkerverschijnsel

Wordt het oog plotseling blootgesteld aan het licht van een lichtbron (een lamp, of een verlicht scherm) van constante helderheid, dan verloopt het signaal dat door de oogzenuw naar de hersens van de waarnemer wordt doorgegeven volgens de kromme van fig. 1. Op het tijdstip t_1 valt het

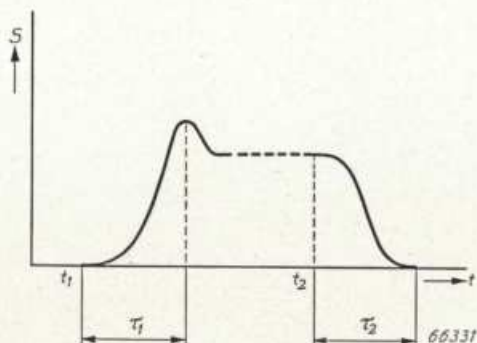


Fig. 1. Het signaal S dat door de gezichts-zenuw wordt doorgegeven naar de hersens van een waarnemer, wiens oog plotseling, op het tijdstip t_1 , aan een lichtindruk wordt blootgesteld, stijgt in een eindige tijd τ_1 tot een maximale waarde, neemt daarna iets af en blijft vervolgens constant. Bij doven van de lichtbron op het tijdstip t_2 valt de grootte van het signaal geleidelijk in een tijd τ_2 tot nul. De tijden τ_1 en τ_2 zijn van de orde van grootte van 0,1 à 0,2 sec (bij normale helderheden); ze hangen nog af van de omstandigheden waaronder de waarnemer zich bevindt, en verschillen ook van persoon tot persoon.

licht op het oog. Direct daarna bemerkt de waarnemer nog niets, doch na korte tijd (van de orde van 0,01 sec) neemt het signaal toe, en bereikt zijn maximum na een tijdsduur τ_1 . Daarna daalt de gezichtsprikkel weer enigszins in intensiteit, doch blijft vervolgens constant. De lichtbron wordt gedoofd op het tijdstip t_2 . Het signaal behoudt dan nog even (weer ongeveer 0,01 sec) zijn constante waarde, doch daalt daarna vrijwel exponentieel tot nul, in een tijdsduur τ_2 . Wij kunnen dus zeggen dat het oog een lichtindruk met een zekere traagheid waarneemt. Deze traagheid is gekarakteriseerd door de tijden τ_1 en τ_2 die nagenoeg gelijk zijn, en voortaan met het ene symbool τ worden aangeduid. Experimenten leren ²⁾, dat τ afhankelijk is van de helderheid B van de lichtbron en van de kleur van het licht, terwijl ook de ruimtehoek waaronder de lichtbron wordt gezien en de plaats van het netvlies waarop het licht valt, van invloed zijn. τ is van de orde van grootte van 0,1 sec.

²⁾ Vgl. bijv. Y. Le Grand, *Optique physiologique*, Tome II, Editions de la „Revue d'Optique”, Paris 1948.

Uit proeven o.a. van Hartline ³⁾ is gebleken, dat in het netvlies behalve de normale receptoren die het boven besproken gedrag vertonen, nog andere receptoren aanwezig zijn, die speciaal op „aan- en uit-prikkels” reageren. Deze receptoren geven alleen dan een signaal door naar de hersens, wanneer de lichtindruk begint en wanneer hij eindigt, doch niet tijdens de belichting. Er zijn zelfs receptoren die alleen op doven van de verlichting reageren. Dergelijke receptoren zijn natuurlijk van het grootste belang voor de waarneembaarheid van flikkeren. Veel is hier nog niet over bekend, alleen weet men dat deze receptoren voornamelijk aan de periferie van het netvlies voorkomen. Het straks te bespreken opvallender worden van het flikkeren indien het licht op de rand van het netvlies valt, kan o.a. hierdoor worden verklaard.

Laten we op het oog een reeks van lichtflitsen vallen, dan zullen, wanneer het tijdsverschil tussen elke twee opeenvolgende flitsen veel kleiner is dan τ , deze flitsen als een constante lichtindruk worden waargenomen; de helderheid van de flitsende lichtbron wordt dan gezien als de gemiddelde helderheid van de bron over een volle periode van de lichtwisseling (wet van Talbot).

De wet van Talbot kan getoetst worden met een eenvoudige proef. Voor een lichtbron, bijv. een gloeilamp, is een met regelbaar toerental roterende schijf opgesteld, waaruit een of meer sectoren zijn gesneden, zodat het licht van de lamp gedurende een gedeelte van elke rotatieperiode op een vóór de schijf geplaatst wit scherm wordt geworpen; het scherm dient als lichtbron voor een waarnemer. De wet van Talbot blijkt te gelden voor frequenties boven ongeveer 15 Hz, hier hangt de waargenomen helderheid van het scherm dus niet af van het toerental van de schijf.

Voor frequenties in de buurt van 15 Hz is niet meer aan de wet voldaan: het oog neemt dan, waarschijnlijk ten gevolge van een resonantie-verschijnsel, een grotere helderheid waar. Bij deze frequenties (dus bij perioden van de orde van grootte van τ ; trouwens ook reeds bij hogere frequenties) treedt een aanzienlijk flikkereffect op, terwijl bij nog lagere frequenties elke flits geheel afzonderlijk wordt waargenomen.

Gaan we nauwkeuriger na hoe het flikkeren van de frequentie afhangt, dan vinden we het volgende:

Bij een gegeven helderheid B van het scherm blijkt een kritische frequentie f_c te bestaan, boven welke het oog geen flikkeren meer waarneemt. Is

³⁾ H. K. Hartline, *J. Opt. Soc. Am.* **30**, 239, 1940.

de frequentie van de afwisseling tussen licht en donker lager dan f_c , dan ziet het oog flikkeren; hoe lager de frequentie (tot zekere grens), des te onaangener is de gewaarwording. Bij grotere helderheid ligt de kritische frequentie hoger, en wel bestaat er een vrijwel lineaire betrekking tussen f_c en de logaritme van B :

$$f_c = a \log B + b. \quad (1a)$$

Dit is de wet van Ferry en Porter.

Hierbij hebben we nog niet gesproken over de helderheid van de omgeving, die ook invloed heeft op het resultaat. Het blijkt echter dat wanneer de omgevingshelderheid maar klein is ten opzichte van die van het scherm, de resultaten der proeven er praktisch niet door worden beïnvloed.

De coëfficiënt a ligt voor niet te kleine helderheden van het scherm ($B > 0,1 \text{ cd/m}^2$) tussen 10 en 20 sec^{-1} , zodat uit formule (1a) volgt dat de kritische frequentie 10 à 20 Hz hoger wordt als B met een factor 10 toeneemt.

Het flikkeren is uiteraard een subjectief verschijnsel; de resultaten van de proeven variëren aanzienlijk voor verschillende personen en ook onder verschillende omstandigheden. Als invloeden aanwezig zijn die de aandacht van de waarnemer afleiden, wordt het flikkeren over het algemeen minder duidelijk gezien. Vandaar dat we alleen over gemiddelden kunnen spreken.

Voor de praktijk van de televisie, waar men te maken heeft met een vaste frequentie, verdient het aanbeveling het begrip kritische helderheid in te voeren. Is de helderheid van het scherm (bij gegeven frequentie) kleiner dan deze kritische helderheid B_c , dan wordt geen flikkeren bemerkt; is de helderheid groter dan B_c , dan neemt men wel flikkeren waar. Het is nuttig de wet van Ferry en Porter voor dit geval te schrijven als:

$$\log B_c = \frac{f - b}{a}. \quad (1b)$$

Hoe lager de rasterfrequentie is hoe kleiner B_c zal zijn. Door de frequentie wordt dus een grens gesteld aan de toelaatbare helderheid van een televisiebeeld.

De coëfficiënten a en b hangen af van de manier waarop de helderheid van het scherm met de tijd varieert, en wel vooral van de verhouding tussen de lengten der lichte en donkere intervallen. Dit kan worden nagegaan door de sector in de roterende schijf in grootte te variëren. In fig. 2 (ontleend aan gegevens van Engstrom⁴⁾) is dit verschijnsel gedemonstreerd. Men ziet

dat bij gegeven frequentie de kritische helderheid toeneemt naarmate het lichte interval een groter gedeelte van de totale periode beslaat, hetgeen ook wel begrijpelijk is, aangezien men dan steeds meer het geval van continue verlichting

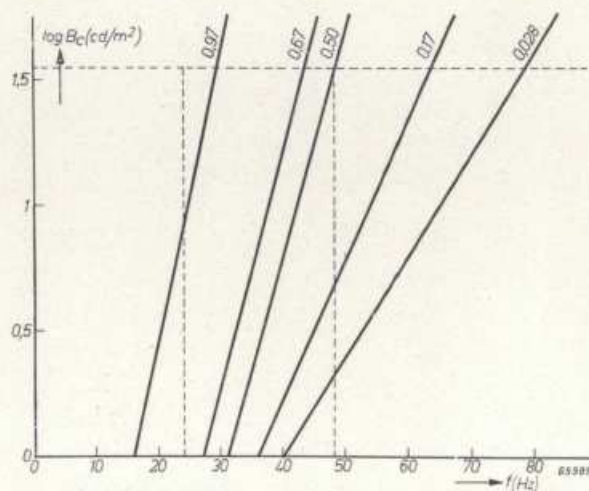


Fig. 2. Bij gegeven afstand van de waarnemer tot een intermitterend verlicht scherm hangt de logaritme van de helderheid waarbij de waarnemer nog juist flikkeren ziet (de kritische helderheid B_c) volgens een lineaire functie af van de frequentie f van het lichtsignaal. De coëfficiënten in deze relatie van Ferry en Porter worden o.a. bepaald door de wijze waarop de lichte en donkere perioden elkaar afwisselen, en wel voornamelijk door de verhouding van de lengten van deze perioden. De verschillende rechten in de figuur behoren bij de bijgeschreven verhoudingen van licht en donker. Bij de filmprojectie heeft men gelijke intervallen, en wordt het verband tussen kritische helderheid B_c en frequentie dus aangegeven door de met de parameterwaarde 0,50 aangeduide lijn. Men wenst in dit geval een schermhelderheid (in de lichtste partijen van het beeld) van 35 cd/m^2 (horizontale stippellijn). Bij een beeldfrequentie van 24 Hz (projectie zonder extra onderbreking van het licht) is men dan ver boven de kritische helderheid (linker verticale stippellijn), bij de dubbele frequentie komt men echter juist onder B_c (rechter verticale stippellijn) en zal men dus geen flikkeren meer waarnemen. (Ontleend aan gegevens van E. W. Engstrom⁴⁾.)

benadert. Hieruit kan nu reeds, voor wat de televisie betreft, de conclusie worden getrokken dat de eindige nalichtduur van het fluorescerende scherm een gunstige invloed op het flikkerverschijnsel zal hebben.

Bij de filmprojectie komt in de lichtste partijen van het beeld een helderheid van ongeveer 35 cd/m^2 voor. Zoals in het onderschrift van fig. 2 is toegelicht, kan men uit deze figuur direct bepalen welke frequentie dan hoog genoeg zal zijn om flikkeren te voorkomen, bij de vaststaande gelijkheid van lichte en donkere intervallen van de verlichting. Men ziet dat een frequentie van 48 Hz inderdaad voldoende is.

Ook de ruimtewoek waaronder het scherm wordt waargenomen blijkt de grootheden a en b te beïnvloeden. Dit hangt ten nauwste samen met het reeds genoemde feit dat flikkeren duidelijker wordt gezien naarmate het licht van het scherm (of van een gedeelte daarvan) meer op de periferie van het netvlies valt. Men kan dit laatste

⁴⁾ E. W. Engstrom, A study of television image characteristics, Proc. Inst. Radio Eng. 23, 295-310, 1935.

gemakkelijk verifiëren door een op wisselspanning werkende gasontladingsbuis (bijv. een „TL” buis) te bekijken. Deze buis flinkt niet (of nauwelijks) wanneer men er de blik direct op richt; ziet men echter naar een punt in de naaste omgeving van de buis, dan blijkt ze wel enigszins te flikkeren.

De kleur van het licht heeft zeer weinig invloed op de waarneembaarheid van het flikkeren, met name op de grensfrequentie. Hierdoor wordt het zelfs mogelijk de helderheden van verschillend gekleurde lichtbronnen te vergelijken. Men zegt dat per definitie beide lichtbronnen even helder zijn, wanneer ze dezelfde kritische frequentie vertonen.

Ook in de flikkerfotometer, waarmee men door verschillend gekleurde vlakken snel afwisselend te bezien de helderheid van deze vlakken vergelijkt, maakt men gebruik van het feit dat het flikkerverschijnsel nagenoeg kleuraafhankelijk is. De helderheidschaal die men met de flikkerfotometer vindt voor de verschillende kleuren (liever kleursoorten) komt dan ook goed overeen met de met behulp van de internationale ooggevoelighedskromme gedefinieerde helderheidschaal⁵⁾.

Voor een diepgaande bespreking van de hierboven behandelde onderwerpen is het hier niet de plaats; wij verwijzen naar de uitgebreide literatuur (bijv. het in noot²⁾ geciteerde werk).

Experimenten met televisiebeelden

De beschreven experimenten, die ons gegevens leveren om bijv. de minimale frequentie bij filmprojectie te bepalen (zoals we reeds gezien hebben, is een frequentie van 48 Hz bij de gebruikte helderheid van 35 cd/m² voldoende), moeten uitgebreid worden zodra men zich met televisie bezighoudt. Dit komt, zoals wij reeds aanstipten, doordat de beeldvorming bij het televisiebeeld geheel anders tot stand komt. Ook eist men bij televisie een veel grotere beeldhelderheid, daar men het beeld wenst te beschouwen in een niet of weinig verduisterde omgeving. Hierdoor worden beeldhelderheden van meer dan honderd cd/m² noodzakelijk. Dat het desondanks mogelijk is met een rasterfrequentie van 50 Hz goede resultaten te bereiken, wordt veroorzaakt door de reeds genoemde eindige nalichtduur van de gebruikte fluorescerende stof.

Zoals reeds verschillende malen in dit tijdschrift is beschreven⁶⁾, verdwijnt de intensiteit van het

door de fosfor uitgezonden licht na het passeren van de electronenbundel niet onmiddellijk, doch neemt nagenoeg exponentieel met de tijd af. Is de nalichtduur groot (bijv. 5 maal zo lang) vergeleken met de tijd welke de electronenbundel nodig heeft om één lijn te beschrijven, dan zullen derhalve op elk ogenblik verscheidene beeldlijnen lichtgevend zijn. De aldus optredende lichtband heeft niet overal dezelfde intensiteit: de bundel tast het scherm in horizontale lijnen van boven naar beneden af, de bovenste lijnen van de lichtband zullen dus zwakker lichten dan de onderste. Is de nalichtduur van de fosfor van dezelfde orde van grootte als de „lijntijd”, dan is de „band” slechts één lijn breed, en er zal zelfs een verschil in helderheid in horizontale richting optreden. In de praktijk worden fosforen gebruikt met nalichtduren liggende tussen enige honderden malen en eenmaal de lijntijd. De situatie wordt nog gecompliceerder door het feit dat voor één scherm vaak een mengsel van twee (of meer) fosforen wordt gebruikt, om dat scherm witlichtend te maken. Een der componenten geeft bijv. blauw licht, en heeft een korte nalichtduur, de andere component geeft geel licht, en heeft een lange nalichtduur.

Wij hebben reeds gezien, dat een fosfor met lange nalichtduur gunstig is wat flikkeren betreft: de nalichtduur van de fosfor bij televisie komt als het ware in de plaats van de verhouding tussen de lengten der lichte en donkere intervallen bij de filmprojectie. Door ons is nu in enkele proeven deze invloed van de fosfor nagegaan. Boven dien werd bepaald hoe het flikkeren afhangt van de afstand van de waarnemer tot het scherm, dus van de ruimtewinkel waaronder het scherm gezien wordt, en van de beeldfrequentie. De proeven werden met tien proefpersonen uitgevoerd, in een vertrek waarin de omgevingshelderheid klein was ten opzichte van de helderheid van het beeld. De omgevingshelderheid zal in dit geval weinig invloed hebben op de waarnemingsresultaten. Elke waarnemer kreeg voor het begin van de proef enkele minuten om te adapteren. Alleen het gemiddelde van hun uitkomsten wordt hier medegedeeld. De spreiding in de waargenomen kritische helderheden bedroeg maximaal een factor 4, met dien verstande dat geen van de waarnemers een helderheid aangaf die beneden 70% van het gemiddelde lag, terwijl slechts in een exceptioneel geval een driemaal te grote helderheid werd gevonden (door iemand die dus zeer ongevoelig voor flikkeren was).

Opgemerkt dient nog te worden dat alle hier beschreven proeven werden gedaan met een vast aantal beeldlijnen, nl. 625.

Bestudeerd werd het verband tussen de af-

⁵⁾ Vgl. R. W. Pohl, Einführung in die Physik, Band III, Optik; Berlin, Springer-Verlag 1943.

⁶⁾ Zie bijv. W. de Groot, De invloed van de temperatuur op de fluorescentie van vaste stoffen, Philips techn. T. 12, 6-14, 1950 (No. 1). Hierin wordt de nalichtduur van een fosfor gedefinieerd als de tijd waarin na beëindiging van de excitatie de lichtintensiteit tot op 1/e van haar oorspronkelijke waarde is gedaald.

stand van de waarnemer tot het scherm en de door die waarnemer opgemerkte kritische helderheid, voor verschillende fosformengsels en bij een rasterfrequentie van 50 Hz. De helderheid is daarbij gedefinieerd als een gemiddelde over de tijd (wet van Talbot), echter niet gemiddeld over de

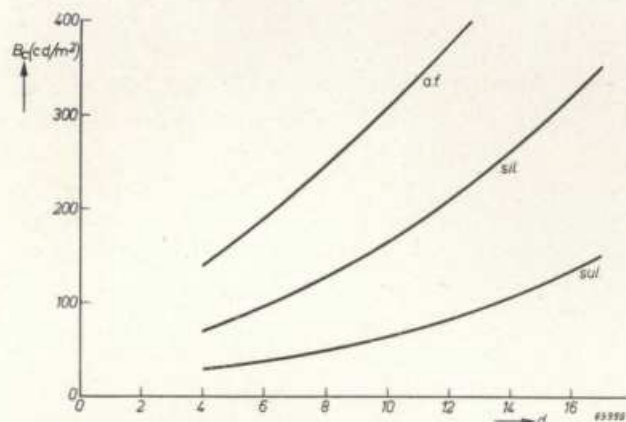


Fig. 3. Kritische helderheid B_c van de witte partijen van een televisiebeeld als functie van de afstand d van de waarnemer tot het scherm (uitgedrukt met de schermhoogte als eenheid). De drie krommen behoren bij de drie in de tekst genoemde luminescerende mengsels. De rasterfrequentie is 50 Hz.

plaats. Dit laatste doet er niet toe bij metingen aan een televisiescherm waarop slechts het raster wordt beschreven, zonder beeldvorming dus, wel echter bij onze metingen aan een normaal televisiebeeld. In dit geval moeten we onderscheid maken tussen de gemiddelde helderheid en de maximale helderheid (in de witte partijen) van het beeld. In fig. 3 zijn de krommen getekend die het verband aangeven tussen deze maximale helderheid en de kijkafstand, waarbij moet worden in het oog gehouden dat de gemiddelde helderheid van het beeld wel een factor 5 lager kan zijn. In feite moeten we ook nog verschil maken tussen stilstaande en bewegende beelden. In het laatste geval wordt, waarschijnlijk wegens de reeds genoemde afleiding van de aandacht van de waarnemer, minder flikkeren gezien.

Zoals uit de figuur blijkt, neemt de kritische helderheid toe bij groter wordende afstand. Dit is waarschijnlijk het gevolg van het reeds genoemde verschil in gevoeligheid voor flikkeren van midden en periferie van het netvlies.

De drie krommen behoren bij drie verschillende fluorescerende mengsels, die alle witlichtend zijn. De onderste kromme geeft de resultaten voor een mengsel van een geellichtend en een blauwlichtend sulfide. Zulk een mengsel wordt gewoonlijk in direct-zichtbuizen gebruikt. De nalichtduur van sulfiden is steeds klein (ongeveer 0,1 msec) en het is plausibel dat bij dergelijke kleine nalichtduren het flikkeren het sterkst zal opvallen. De middelste

kromme stelt de metingen voor aan een scherm dat bedekt is met een mengsel van een geel lichtend en een blauw lichtend silicaat. De gele component heeft een nalichtduur van ca 5 msec, de blauwe component heeft wel een veel kleinere nalichtduur maar uit de figuur blijkt dat toch voor het mengsel als geheel een aanzienlijke verbetering van de kritische helderheid wordt bereikt, en wel ongeveer met een factor 2,5, onafhankelijk van de afstand van de waarnemer tot het scherm.

Met een mengsel waarvan zowel de gele als de blauwe component een lange nalichtduur hebben, zou een nog beter resultaat zijn te bereiken. Dit wordt geïllustreerd in fig. 4, welke aangeeft hoe de winst G in kritische helderheid (vergeleken met een sulfidefosfor) van een enkele fosforcomponent (die dus in het algemeen niet witlichtend zal zijn) met nalichtduur δ afhangt van deze δ . Helaas beschikt men nog niet over een geschikte blauwe fosfor met lange nalichtduur.

De bovenste kromme in fig. 3 behoort bij een fosformengsel („antiflickermengsel”) dat uit drie componenten bestaat, waarvan er een een nalichtduur bezit van ca 13 msec. De kritische helderheden bij dit mengsel liggen een factor 4,5 hoger dan die van het normaal in direct-zichtbuizen toegepaste sulfidenmengsel.

De nalichtduur mag natuurlijk ook weer niet te lang zijn, daar dan snel bewegende voorwerpen in het beeld een „spoor” zullen nalaten. Tevens kan het verschil in nalichtduur van de componenten van een fosformengsel er de oorzaak van zijn, dat beelden van bewegende voorwerpen een gekleurd randje krijgen. Deze effecten kunnen inderdaad soms waargenomen worden, maar de meeste waarnemers merkten ze niet op.

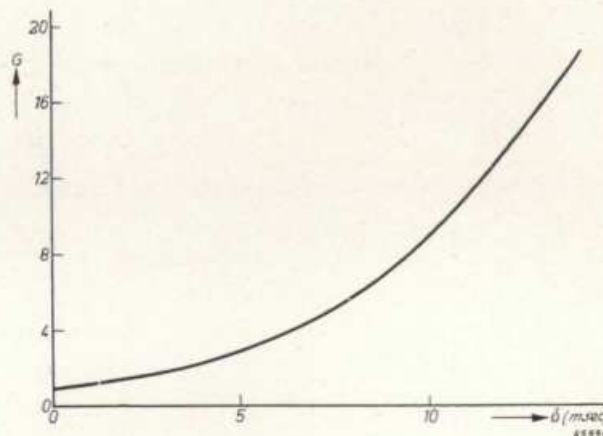


Fig. 4. Winst G in de kritische helderheid, vergeleken met die van een normaal sulfidescherm, als functie van de nalichtduur δ van de fosfor. Deze figuur geeft de winstfactor voor enkelvoudige fosforen, die dus in het algemeen niet witlichtend zullen zijn.

In projectie-televisiebuizen wordt meestal het bij de tweede kromme behorende silicaatmengsel toegepast. De resultaten wat betreft het flikkeren zijn dan dezelfde als bij direct-zichtbuizen, mits men zoals de bedoeling is het geprojecteerde beeld bekijkt. Het directe beeld op het scherm van het projectiebuisje zelf flinkt wegens de zeer grote helderheid aanzienlijk.

Uit het bovenstaande volgt dat door een geschikte keuze van de luminescerende stof een aanmerkelijke verhoging van de toelaatbare beeldhelderheid is te verkrijgen zonder dat het hinderlijke flikkeren zal optreden.

Dit resultaat is vooral van belang wanneer we de vraag willen beantwoorden of het aanbeveling verdient van de in Europa gebruikte rasterfrequentie van 50 Hz (met interliniëring) af te stappen en de Amerikaanse frequentie van 60 Hz toe te passen. Door de kritische helderheid voor een gegeven fosfor en met gegeven beeldafstand te vergelijken voor beide frequenties, blijkt dat de winst die, door de hogere frequentie te gebruiken, in de kritische helderheid behaald wordt, bij een sulfidenmengsel een factor 4,2 en bij een silicaatmengsel een factor 5,5 bedraagt.

Met het „anti-flikkermengsel” echter bereikt men bij een frequentie van 50 Hz ongeveer dezelfde resultaten als met een normaal sulfidenmengsel bij een frequentie van 60 Hz. Bij een afstand van de waarnemer tot het scherm gelijk aan 6 maal de schermhoogte mag de beeldhelderheid in de witte partijen dan 200 cd/m² bedragen. Een dergelijke waarde is ruim voldoende, ook wanneer men het beeld in een niet verduisterde ruimte bekijkt.

Samenvatting. Het flikkeren van televisiebeelden is te vergelijken met het flikkeren van de beelden bij filmprojectie. De waarneembaarheid van het flikkeren hangt in beide gevallen af van de frequentie waarmee de beelden elkaar opvolgen, van de helderheid van het beeld en van nog andere factoren. Bij de filmprojectie is een belangrijke factor de verhouding van de intervallen waarin de verlichting aan en uit is, bij de televisie komt hiervoor in de plaats de nalichtduur (of -duren) van het gebruikte fosformengsel. In dit artikel wordt eerst het ontstaan van het flikkerverschijnsel besproken, en er wordt ingegaan op die eigenschappen van het oog waarin dit verschijnsel zijn oorzaak vindt. Verschillende wetmatigheden worden genoemd. Ten slotte worden enige experimenten aan televisiebeelden behandeld, waarbij naar voren komt, dat men, door een juiste keuze van de fluorescerende stof, bij de in Europa gebruikte rasterfrequentie van 50 Hz voor de beeldhelderheid in de witte partijen een waarde van 200 cd/m² mag toelaten, zonder dat flikkeren zal optreden. Deze waarde is ruim voldoende om het beeld in een niet verduisterde ruimte goed te kunnen waarnemen.

METING VAN DE DIËLECTRISCHE CONSTATE EN DE VERLIESHOEK VAN VASTE STOFFEN BIJ 3000 MHz

door M. GEVERS.

621.317.335.3.029.63/.64:
621.317.374.029.63/.64

De diëlectrische eigenschappen van vaste stoffen bij frequenties in de orde van duizenden megahertz zijn interessant zowel uit praktisch oogpunt — sinds radiogolven van het decimeter- en centimetergebied belangrijke praktische toepassingen hebben gevonden — als uit theoretisch-fysisch oogpunt, aangezien zij een bijdrage leveren tot het inzicht in de bouw van de vaste stof. Het meten van de diëlectrische constante en de verlieshoek geschiedt volgens een methode die, hoewel in beginsel al oud, wegens de hoge frequenties een geheel nieuwe techniek vereist.

Electromagnetische golven met een golflengte in de orde van 10 cm (frequentie 3000 MHz) hebben de eigenschap dat zij zich gemakkelijk laten bundelen; uit dien hoofde zijn zij zeer geschikt voor radioverbindingen tussen twee vaste punten en voor radar. Bovendien beschikt men in dat golflengtegebied over een enorm groot aantal „kanalen”, zodat zich daar niet zo spoedig het „gedrang” voelbaar zal maken dat men tegenwoordig op langere golven maar al te zeer kent. Het heeft echter vrij lang geduurd alvorens men de techniek der decimeter- en centimetergolven, of, zo men wil, der zg. ultra- en super-hoge frequenties, voldoende beheerste. Dat men dit nu — al sedert ettelijke jaren — wel het geval mag noemen, is mede te danken aan het bestuderen van de eigenschappen, bij de genoemde hoge frequenties, van verscheidene constructiematerialen.

In het bijzonder heeft hierbij het verloop van de diëlectrische constante ϵ ¹⁾ en de verlieshoek δ met de frequentie een onderwerp van studie uitgemaakt. Bevindt een diëlectricum zich in een wisselveld, met de effectieve waarde E en met de frequentie f , dan is namelijk de hoeveelheid warmte die in het diëlectricum per seconde wordt opgewekt, evenredig met $E^2 f \epsilon \text{ tg } \delta$. Uit de evenredigheid met f volgt, dat ϵ en $\text{tg } \delta$ vooral bij hoge frequenties van belang worden. De genoemde warmte-ontwikkeling is een gewichtig punt van overweging o.a. bij de keuze van de soort glas waarvan de ballon van een zendbuis moet worden vervaardigd: bij een ondoelmatig gekozen soort zou het glas door te grote diëlectrische verliezen kunnen smelten! Andere voorbeelden zijn de veelsoortige, in trillholten, in coaxiale kabels e.d. voorkomende steunisolatoren, welke diëlectrische verliezen ongewenste demping veroorzaken en daarom tot een minimum beperkt moeten blijven. Voor deze isolatoren gebruikt men gewoonlijk bepaalde plastica of stoffen van keramische aard.

Als functie van de frequentie vertoont $\text{tg } \delta$ vaak een grillig verloop, zodat men, om gevrijwaard te zijn voor onaangename verrassingen, de metingen moet uitvoeren bij de frequentie waarbij de isolerende stof moet worden gebruikt.

Wij willen er hierbij nog de aandacht op vestigen dat de kennis van de diëlectrische eigenschappen van zo veel mogelijk materialen, over een zo groot mogelijk frequentiegebied, niet alleen de technicus maar ook de physicus interesseert, daar ze een bijdrage vormt tot het inzicht in de bouw van de vaste stof²⁾.

De methode volgens welke wij ϵ en $\text{tg } \delta$ van vaste diëlectrica meten, is een resonantiemethode. Als een staafje (of schijfje) van het te onderzoeken diëlectricum in het elektrische veld van een trillingskring wordt gebracht, ondergaat de resonantie-kromme van die kring in tweeërlei opzicht een verandering: een verschuiving en een verbreding. Uit de verschuiving kan de diëlectrische constante worden afgeleid, uit de verschuiving en de verbreding samen de verlieshoek³⁾.

We zullen deze — op zichzelf welbekende — methode eerst toelichten in de onderstelling dat de frequentie waarbij wordt gemeten, niet zeer hoog is (bijv. 1 MHz), zodat men kan werken met een normale trillingskring, die bestaat uit een spoel en een condensator. Daarna zullen we ingaan

²⁾ Zie bijv.: M. Gevers en F. K. du Pré, Een merkwaardige eigenschap van technische vaste diëlectrica, Philips techn. T. 9, 91-96, 1946, uitvoeriger behandeld in: M. Gevers, Philips Res. Rep. 1, 197-224, 279-313, 361-379 en 447-463, 1946.

³⁾ Behalve de hier beschreven methode is in het Philips Laboratorium te Eindhoven voor het bepalen van de diëlectrische eigenschappen van vaste stoffen bij hoge frequenties ook een methode in gebruik waarbij met golfpijpen wordt gewerkt. Deze laatste methode is minder nauwkeurig dan de onze, maar beter geschikt voor nog hogere frequenties (10 000 MHz); zie voor een beschrijving een artikel van H. G. Beljers en W. J. van der Lindt, dat binnenkort zal verschijnen in Philips Res. Rep., en voor meetresultaten aan vele glassoorten: J. M. Stevels, Some experiments and theories on the power factor of glasses as a function of their composition, Philips Res. Rep. 5, 23-36, 1950 (No. 1) en 6, 34-53, 1951 (No. 1).

¹⁾ Onder ϵ verstaan we hier het reële deel van de complexe diëlectrische constante.

op de veranderingen die nodig zijn als men, bij bijv. 3000 MHz, de kring moet vervangen door een trillholte ⁴⁾.

Meting met normale trillingskring

In fig. 1a is een trillingskring voorgesteld die wordt gevormd door een spoel L en een luchtcondensator C . De kring is over een kleine capaciteit C' gekoppeld met een oscillator O met regelbare

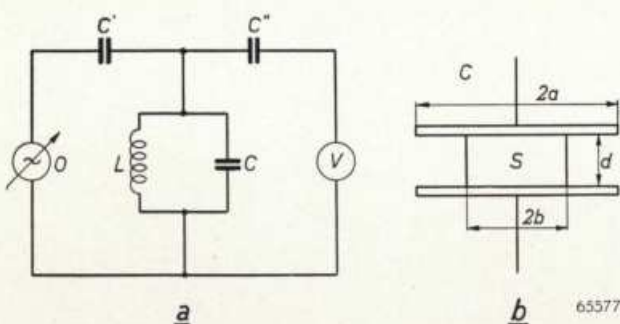


Fig. 1. a) Meting van de diëlectrische constante en de verlieshoek bij niet zeer hoge frequenties, waarbij men nog een normale trillingskring (L - C) kan gebruiken. O oscillator met regelbare frequentie, V voltmeter, C' en C'' koppelcondensatoren met kleine capaciteit.

b) Tussen de uit twee platen bestaande luchtcondensator C van (a) is een schijfje S van het te onderzoeken diëlectricum gelegd.

frequentie, en over een, eveneens kleine, capaciteit C'' is een voltmeter V op de kring aangesloten. De koppelingen over C' en C'' zijn zo los dat enerzijds veranderingen in de kring geen merkbare invloed op de oscillator hebben, anderzijds de voltmeter geen noemenswaardige damping van de kring veroorzaakt.

Tussen de platen van de condensator C kan een schijfje van het te onderzoeken diëlectricum worden geplaatst ⁵⁾. Vóórdat men dit doet, bepaalt men aan de „lege” kring de resonantiefrequentie f_0 , waarbij de voltmeter de grootste uitslag vertoont, en het verschil Δf_0 tussen de beide, aan weerskanten van f_0 gelegen, frequenties waarbij de spanning over de kring $1/\sqrt{2}$ maal de maximale waarde bedraagt. Hieruit volgt voor de kwaliteit Q_0 van de lege kring:

$$Q_0 = \frac{f_0}{\Delta f_0}.$$

Dezelfde metingen doet men nu na een schijfje van het diëlectricum, met nauwkeurig bekende

afmetingen, tussen de condensatorplaten te hebben aangebracht (fig. 1b). Zijn f_1 en Δf_1 de hierbij gevonden waarden van de resonantiefrequentie, resp. van de „breedte” der resonantiekromme, dan is nu de kringkwaliteit:

$$Q_1 = \frac{f_1}{\Delta f_1}.$$

Door het inbrengen van het diëlectricum is de capaciteit vermeerderd van C_0 tot C_1 volgens de formule

$$\frac{C_1 - C_0}{C_0} = \frac{f_0^2 - f_1^2}{f_1^2} \dots \dots \dots (1)$$

Naar we hieronder zullen laten zien, kan uit de capaciteitsverandering gemakkelijk ϵ , en uit ϵ en de kwaliteitsverandering $\tan \delta$ worden berekend, een en ander in combinatie met de afmetingen van de schijf en de luchtcondensator. Deze afmetingen treden als een soort „vormfactor” in de formules op. Wij zullen bij deze berekening het veld in de condensator volkomen homogeen onderstellen (dus afzien van randeffecten) en tevens gemakshalve aannemen dat de condensatorplaten — twee in getal — en het schijfje cirkelvormig zijn (met straal a , resp. b , zie fig. 1b), dat de dikte d van de schijf gelijk is aan de afstand der condensatorplaten, en dat de „lege” condensator geheel vrij van verliezen is.

Berekening van de diëlectrische constante

Een condensator waarbij zich tussen de twee platen (oppervlakte A , afstand d) een homogeen medium bevindt, heeft een capaciteit C die is gegeven door

$$C = \epsilon \frac{A}{d}.$$

Hierin is de diëlectrische constante ϵ het product van de diëlectrische constante ϵ_0 van het vacuum en de relatieve diëlectrische constante ϵ_r van het medium. In het hier gebruikte eenhedenstelsel van Giorgi is $\epsilon_0 = 10^7/4\pi c^2$, met c = lichtsnelheid in vacuum = $2,998 \cdot 10^8$ m/s, zodat $\epsilon_0 = 8,86 \cdot 10^{-12}$ F/m.

De capaciteit C_0 van de „lege” condensator ($\epsilon_r = 1$) van de trillingskring is dus:

$$C_0 = \epsilon_0 \frac{\pi a^2}{d}.$$

Bevindt zich in de condensator de schijf, ter dikte d , met de te bepalen relatieve diëlectrische constante ϵ_r , dan is de capaciteit:

$$C_1 = \epsilon_0 \frac{\pi a^2 - \pi b^2}{d} + \epsilon_0 \cdot \epsilon_r \frac{\pi b^2}{d} = \epsilon_0 \frac{\pi}{d} (a^2 - b^2 + \epsilon_r b^2).$$

⁴⁾ F. Horner c.s., J. Inst. El. Engrs. 93 III, 53-68, 1946.

⁵⁾ Bij metingen met een normale trillingskring zal men in werkelijkheid niet zo te werk gaan, doch van het te onderzoeken diëlectricum een afzonderlijke condensator vormen, die met de luchtcondensator parallel geschakeld wordt. De in de tekst voorgestelde gang van zaken is alleen gekozen omdat hij meer overeenkomt met hetgeen straks voor de trillholte zal worden beschreven.

Dus

$$\frac{C_1 - C_0}{C_0} = \left(\frac{b}{a}\right)^2 (\varepsilon_r - 1).$$

In combinatie met (1) leidt dit tot

$$\varepsilon_r = 1 + \left(\frac{a}{b}\right)^2 \left\{ \left(\frac{f_0}{f_1}\right)^2 - 1 \right\}, \dots (2)$$

waarin we $(a/b)^2$ de „vormfactor van de diëlectrische constante” (eigenlijk van $\varepsilon_r - 1$) kunnen noemen.

Uit de grafiek fig. 2 kan ε_r , bij gegeven waarde van de parameter b/a , als functie van de verhouding der gemeten resonantiefrequenties f_1 en f_0 worden afgelezen.

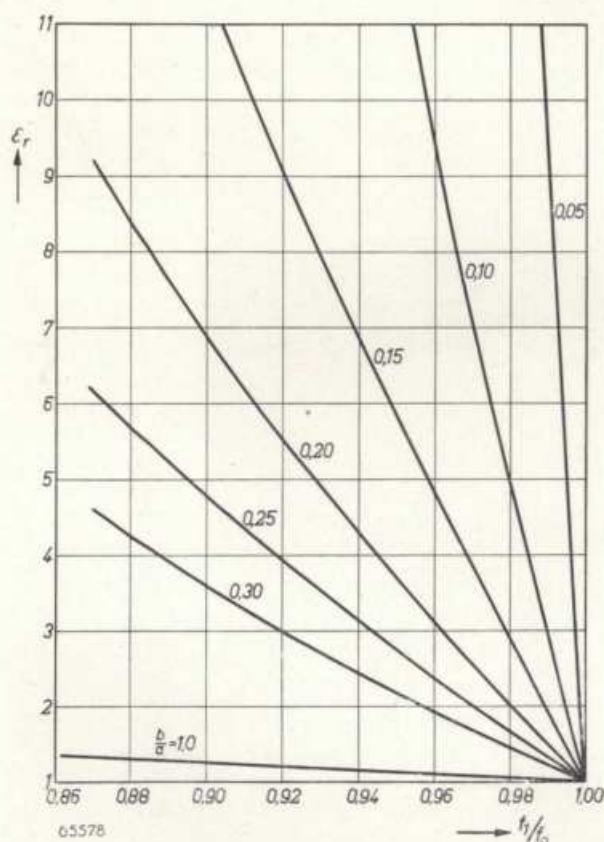


Fig. 2. De relatieve diëlectrische constante ε_r als functie van f_1/f_0 , met b/a als parameter, volgens formule (2), die geldt voor de configuratie van fig. 1.

Berekening van $\text{tg } \delta$

De verliezen van een trillingskring zijn omgekeerd evenredig met de kwaliteit van de kring. Zoals men gemakkelijk inzielt, is $\text{tg } \delta$ van het ingebrachte materiaal evenredig met $1/Q_1 - 1/Q_0'$, waarin Q_1 de kwaliteit van de kring met het onderhavige diëlectricum is, en Q_0' de kwaliteit van de kring met een even grote schijf van een denkbeeldig diëlectricum er in dat dezelfde diëlectrische constante ε_r heeft, doch dat verlies-

vrij is — de grootheden Q_1 en Q_0' gemeten bij de resonantiefrequentie f_1 die de kring in beide gevallen heeft. Op de omschreven manier hebben wij inderdaad Q_1 gemeten bij de frequentie f_1 , maar de kwaliteit Q_0 van de lege kring bij de frequentie f_0 . Om uit Q_0 de waarde Q_0' te vinden, bedenken we dat bij een kring als de onderhavige, waarin de verliezen alleen zijn te wijten aan de weerstand R van de spoel, de kwaliteit evenredig is met de frequentie f en omgekeerd evenredig met R . Nu is bij hoge frequenties R evenredig met $\sqrt{f}$, de kwaliteit derhalve evenredig met $f/\sqrt{f} = \sqrt{f}$. Dus $Q_0' = \sqrt{f_1/f_0} \cdot Q_0$, en

$$\text{tg } \delta = F' \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0'} \right) \dots (3a)$$

$$= F' \left(\frac{1}{Q_1} - \sqrt{\frac{f_0}{f_1}} \cdot \frac{1}{Q_0} \right) \dots (3b)$$

Hierin is F' de „vormfactor van $\text{tg } \delta$ ”, die gelijk aan 1 is indien de schijf de ruimte tussen de condensatorplaten geheel opvult. In het algemeen echter ($b < a$) is niet alleen een condensatorgedeelte met de capaciteit

$$C_d = \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\pi b^2}{d}$$

aanwezig, waarin verliezen optreden, doch ook een verliesvrij gedeelte met lucht als diëlectricum en met de capaciteit

$$C_a = \varepsilon_0 \frac{\pi a^2 - \pi b^2}{d}.$$

Om de gezochte $\text{tg } \delta$ van het vaste diëlectricum te vinden, moet men $1/Q_1 - 1/Q_0'$ nog vermenigvuldigen met de verhouding $(C_d + C_a)/C_d$:

$$F' = \frac{C_d + C_a}{C_d} = \frac{\varepsilon_r b^2 + a^2 - b^2}{\varepsilon_r b^2},$$

zodat formule (3b) ten slotte overgaat in:

$$\text{tg } \delta = \frac{\left(\frac{a}{b}\right)^2 + \varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r} \left(\frac{1}{Q_1} - \sqrt{\frac{f_0}{f_1}} \cdot \frac{1}{Q_0} \right).$$

Meting met trillholte

Indien we de beschreven metingen willen doen bij frequenties van duizenden megahertz, kunnen we de trillingskring niet meer samenstellen uit geconcentreerde zelfinductie en capaciteit. Aangegeven is dan het gebruik van een trillholte, in ons geval een metalen cylinder met bodem en deksel. Overigens verloopt de meting als boven werd beschreven: men bepaalt de resonantiefre-

quantie en het verschil tussen de beide frequenties waarbij de elektrische (of de magnetische) veldsterkte in de trilholtte $\sqrt{2}$ maal zo klein is als bij resonantie, eerst aan de lege trilholtte, vervolgens nadat het te onderzoeken diëlectricum — het beste in de vorm van een staafje (fig. 3) — er in is

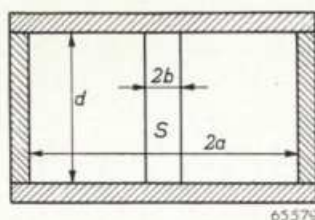


Fig. 3. Uit cylinder, bodem en deksel samengestelde trilholtte (middellijn $2a$, hoogte d) met een staaf S van het te onderzoeken diëlectricum er in (middellijn $2b$).

aangebracht. Uit de gemeten waarden f_0 , f_1 , Δf_0 en Δf_1 kunnen weer ϵ_r en $\tan \delta$ worden afgeleid, alleen is hier de berekening iets ingewikkelder, doordat het veld in de trilholtte ook niet bij benadering homogeen is.

Voor de uitkomsten van deze berekening, alsmede voor de bijbehorende grafieken en de wijze waarop men daarvan bij de metingen gebruik maakt, verwijzen wij naar het Aanhangsel van dit artikel. Wij willen hier echter reeds vermelden dat men voor $\tan \delta$ een formule vindt die in de vorm van (3a) kan worden gebracht, namelijk

$$\tan \delta = F'' \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0''} \right), \dots \dots (4)$$

waarin F'' een op het ogenblik niet ter zake doende factor is, Q_1 de kwaliteit van de trilholtte met het diëlectricum er in, en Q_0'' een grootte die, evenals Q_0' in (3a), evenredig is met de kwaliteit Q_0 van de lege trilholtte (resp. kring). Naarmate men kleinere waarden van $\tan \delta$ nog nauwkeurig wil meten, moet dus Q_0 groter zijn. Het is derhalve van belang zich bezig te houden met de vraag, welke de hoogste kwaliteit is die men met een trilholtte kan bereiken.

De kwaliteit van de trilholtte

De verliezen in een trilholtte, die de kwaliteit beperken, zijn de Joule-verliezen in de wanden. De grootte van deze verliezen hangt samen met de stroomverdeling langs de wanden — die uiteraard verschillend is voor de oneindig vele trillingswijzen welke in een trilholtte mogelijk zijn — en met de indringdiepte van de stroom in de wand.

Voor de gebruikte trillingswijze, waarop we straks nader zullen ingaan, geeft fig. 4 een beeld van de stroomverdeling in een willekeurig meridiaanvlak van de lege trilholtte. De stroomdichtheid is

maximaal in deksel en bodem, op een cirkel waar van de straal iets kleiner is dan die van de trilholtte. In de zijwand is de stroomdichtheid niet veel geringer. Hieruit kan men reeds de gevolgtrekking maken dat de overgangsweerstand tussen het cilindrische deel en de bodem, resp. het deksel, zeer klein dient te zijn.

Voor de kwaliteit Q_0 van de lege trilholtte berekent men:

$$Q_0 = \frac{a}{\left(1 + \frac{a}{d}\right) \Delta_0}, \dots \dots (5)$$

waarin Δ_0 de indringdiepte bij de resonantiefrequentie f_0 is, d.i. de diepte waarop bij die frequentie de amplitude van de stroomdichtheid is afgenomen tot op $1/e$ van de stroomdichtheid aan het oppervlak van de wand. Voor de indringdiepte Δ bij de frequentie f geldt in het algemeen:

$$\Delta = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu f}}, \dots \dots (6)$$

als ρ de soortelijke weerstand en μ de permeabiliteit van de geleider is. Voor niet-magnetische materialen is μ nagenoeg gelijk aan de permeabiliteit van het vacuum, namelijk $4\pi \cdot 10^{-7}$ H/m.

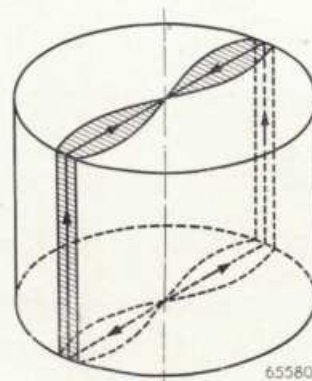


Fig. 4. De breedte van de gearceerde strook is evenredig met de stroomdichtheid ter plaatse in een willekeurige meridiaan-doorsnede van de (lege) trilholtte (E_{010} -trillingswijze, zie aanhangsel). De pijltjes geven de stroomrichting op een bepaald ogenblik aan.

Maakt men ρ zo klein mogelijk (door de binnenwanden van de trilholtte te verzilveren), en bedenkt men dat er bij de gebruikte trillingswijze, zoals we nog zullen zien, tussen de straal a en de resonantiefrequentie f_0 een vaste verhouding bestaat ($f_0 = 229,49/2a$ MHz, als a is uitgedrukt in meter), dan blijkt, dat men in de formule voor Q_0 nog slechts beschikt over de hoogte d van de trilholtte. Uit (5) ziet men, dat vergroting van d de kwaliteit verbetert, doch er wordt een grens gesteld aan de hoogte, want maakt men deze te groot, dan

ontstaan in de trilholtte gemakkelijk ook andere, ongewenste, trillingstoestanden. Indien d groter is dan a , zou een verdere vergroting van d trouwens ook maar een geringe kwaliteitsverbetering geven, en bovendien is een hoge trilholtte, met de gewenste uiterst hoge kwaliteit, oneffenredig veel moeilijker te vervaardigen dan een lage.

Voor onze trilholtte is $a = 33,5$ mm ($f_0 = 3428$ MHz, bijbehorende golflengte λ_0 in de vrije ruimte 8,75 cm), $d = 40,0$ mm, met een theoretische kwaliteitswaarde $Q_0 = 17560$.

Indien geen bijzondere voorzorgen worden genomen, krijgt men, zoals men in de literatuur vindt, een werkelijke kwaliteit van gewoonlijk niet meer dan 70 tot 80% van de theoretische ⁶⁾. Dit heeft er zelfs toe geleid dat men is gaan twijfelen aan de juistheid van de onderstellingen waarop formule (6) is gebaseerd. Het is ons echter gebleken dat het genoemde verschil tussen praktijk en theorie is te wijten aan oneffenheden op de binnenzijde van het wandoppervlak, waardoor voor de stroom een grotere weglengte ontstaat. In de regel zal een trilholtte worden vervaardigd door het op een draaibank uitdraaien van een metalen cylinder. De punt van de beitel laat daarbij meer of minder diepe groeven achter, loodrecht op de algemene stroomrichting (fig. 5a). Indien de diepte van de groeven niet klein is ten opzichte van de indringdiepte Δ , volgt het laagje waarin de stroom loopt de oneffenheden, zodat een niet geringe verlenging van de stroomweg ontstaat. Door polijsten van het oppervlak blijkt hierin geen essentiële verbetering te kunnen worden aangebracht. Nu volgt uit (6) dat in de gegeven omstandigheden de indringdiepte ongeveer 1μ bedraagt, zodat wel zeer grote zorgvuldigheid geboden is om te voorkomen dat de resterende oneffenheden vele malen groter zouden zijn. Op de volgende wijze is dit gelukt ⁷⁾.

Op de van messing vervaardigde cylinder, bodem en deksel is eerst aan de binnenzijde electrolytisch een 200μ dikke laag zilver aangebracht. Vervolgens is deze laag op een trillingsvrije precisiedraaibank afgedraaid met een diamant met halfcirkelvormig profiel (kromtestraal circa 100μ), waarbij ten slotte de spoed (ongeveer 1μ) en de spaandikte uiterst gering werden gekozen. Daar de grootte van deze spoed in de orde van de golflengte van het licht is (0,4 tot $0,8 \mu$), werkt

het aldus bewerkte oppervlak als een tralie van Rowland, dwz. het geeft bij opvallend licht fraaie interferentieringen te zien. Uit de spoed en de kromtestraal volgt voor de hoogte der oneffenheden een waarde van ongeveer $10^{-3} \mu = 10 \text{ \AA}$!

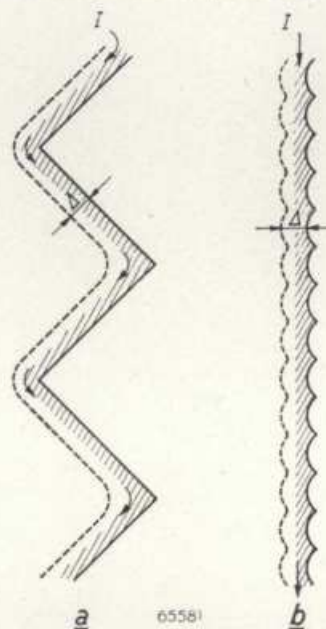


Fig. 5. Binnenoppervlak van de trilholtte, (a) met scherpe beitelgroeven, waarvan de diepte groter is dan de indringdiepte Δ van de hoogfrequente stroom I , (b) met afgeronde groeven, waarvan de diepte kleiner is dan Δ . Bij (a) ontstaat een grote, bij (b) slechts een verwaarloosbare, verlenging van de stroomweg.

In beide figuren is Δ (circa 1μ) even groot genomen, in (b) zijn de hoogjes naar verhouding veel te sterk gekromd getekend (kromtestraal van de gebruikte diamant circa 100μ), zodat de oneffenheden daar naar verhouding nog veel te groot zijn weergegeven.

De toestand is dan zoals (voor een naar verhouding veel te kleine kromtestraal) is weergegeven in fig. 5b, waarbij het te verwachten verschil met de theoretische waarde van Q_0 zeer klein is. De meting bevestigt dit: gemeten werd $Q_0 = 17190$, of 98% van de theoretische waarde! Fig. 6 is een foto van deze trilholtte.

De bodem en het deksel passen zo goed op het cilindrische gedeelte dat de drie delen, los op elkaar gelegd, bij meting dezelfde waarde van Q_0 opleveren als wanneer zij door schroeven stevig opeen worden gedrukt.

Het staafje diëlectricum moet ook glad zijn afgedraaid of geslepen, en overal even dik zijn, daar men de middellijn nauwkeurig moet kennen, en oneffenheden storingen in de veldverdeling zouden veroorzaken, waardoor de in het Aanhangsel vermelde formules minder streng zouden gelden. De lengte d_1 van het staafje moet gelijk zijn aan de hoogte d_0 van de trilholtte min een zekere tolerantie; was d_1 ook maar een fractie van een millimeter

⁶⁾ Het in noot ⁴⁾ aangehaalde artikel bijv. maakt melding van een gemeten kwaliteitswaarde die 72% van de theoretische bedraagt. Zie ook: E. Maxwell, Conductivity of metallic surfaces at microwave frequencies, J. appl. Phys. **18**, 629-638, 1947.

⁷⁾ Dank zij het goede vakmanschap van de heer L. Leblans, van het Philips Natuurkundig Laboratorium.

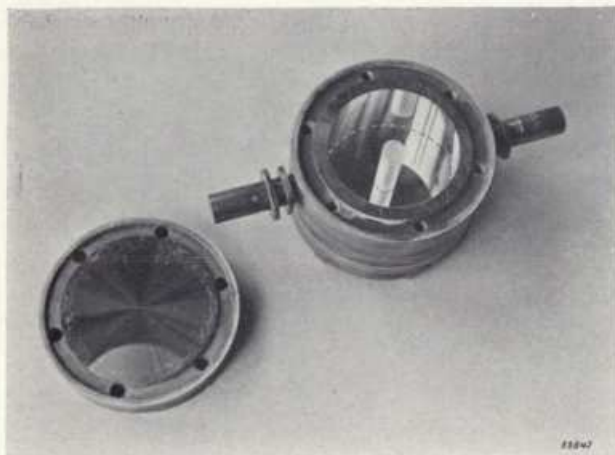


Fig. 6. Foto van de geopende trilholte, met een staafje polystyreen er in. Ter verduidelijking zijn de grenzen tussen de bodem en de zijwand van de trilholte en tussen het staafje en zijn spiegelbeeld met stippellijnen aangegeven.

groter dan d_0 , dan zou het deksel niet goed meer op de cylinder aansluiten, de overgangsweerstand aldaar zou aanzienlijk toenemen en men zou een veel te lage waarde van Q_1 vinden. Het centreren van het staafje in de trilholte behoeft niet nauwkeuriger te geschieden dan op het oog mogelijk is.

De beschreven trilholte behoeft alleen te worden gebruikt voor materialen met zeer geringe verliezen, of als de uiterste nauwkeurigheid wordt gevraagd. In andere gevallen kan worden volstaan met een minder kostbare trilholte, waaraan niet zó veel zorg is besteed ($Q_0 \approx 9000$).

Overige apparatuur

Behalve uit de beschreven trilholte bestaat de apparatuur (fig. 7) uit een geijekte oscillator en uit een inrichting waarmee de magnetische veldsterkte in de trilholte in relatieve maat wordt gemeten. Deze beide onderdelen zijn met de trilholte gekoppeld.

Als oscillator wordt gebruikt een „reflectieklystron” (fig. 8), d.i. de combinatie van een soort reflectie-inhaalbuis⁸⁾ met een trilholte waarvan de afmetingen mede de oscillatorfrequentie bepalen. Met behulp van drie micrometerschroeven — twee voor grove en één voor fijne afstemming — kan de frequentie worden gevarieerd van 3090 tot 3260 MHz⁹⁾, in het gebied dus der golven van ongeveer 10 cm, dat veel wordt toegepast voor radar. Uit ijk-krommen kan men de frequentie aflezen.

De meet-trilholte is gekoppeld zowel met de trilholte van het reflectieklystron als met de detector. Beide koppelingen komen op de gebruikelijke wijze tot stand door koppellusjes en korte stukken coaxiale kabel. Om te beletten dat deze laatste in

⁸⁾ Buizen van dit type zijn in het kort besproken op de eerste bladzijden van een artikel van F. Coeterier, Philips techn. T. 9, 257-267, 1946, en uitvoerig o.a. in: R. H. Varian en S. F. Varian, A high-frequency oscillator and amplifier, J. appl. Phys. 10, 321-327, 1939.

⁹⁾ De resonantiefrequentie $f_0 = 3428$ MHz van de lege trilholte valt buiten dit gebied. Deze frequentie en Q_0 zijn eens voor al aan de trilholte bepaald nadat er een staaf van een materiaal met een bekende dielectrische constante en een bekende, zeer geringe, waarde van $\tan \delta$ in was geplaatst.

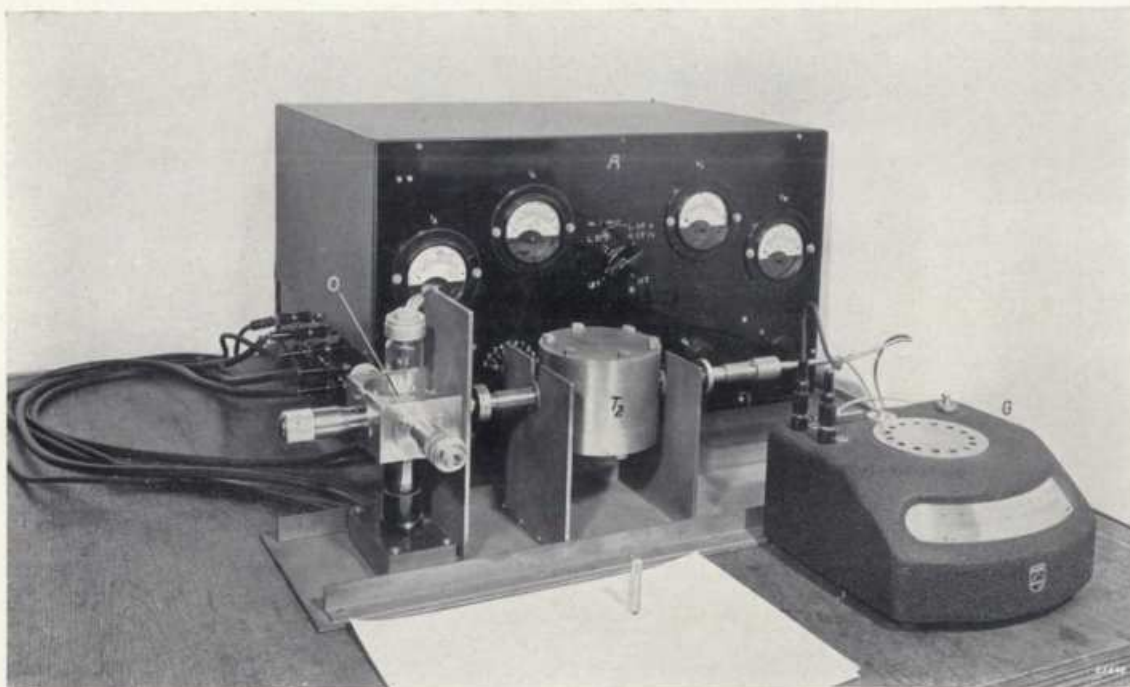


Fig. 7. Overzicht van de meetapparatuur. O oscillator, T_2 trilholte, G galvanometer, A voedingsapparaat. Op de voorgrond een staafje kwarts, dat pasklaar is gemaakt voor plaatsing in de trilholte.

resonantie komen, zijn zij gevuld met een materiaal met grote diëlectrische verliezen. De koppelingen zijn variabel doordat men de lusjes om een horizontale as kan draaien.

De detector is een siliciumkristal. Dit levert een gelijkgerichte stroom, die, na afvlakking door een condensator, door een gevoelige galvanometer loopt (volle uitslag bij $1 \mu A$, weerstand 1000 ohm). De karakteristiek van het kristal is zodanig dat de uitslag nagenoeg evenredig is met het kwadraat

waarde van de resonantiefrequentie (zie noot ⁹). De uitkomsten van deze beide laatste methoden verschillen onderling minder dan 0,01%.

In het algemeen kan met de beschreven apparatuur voor de diëlectrische constante een nauwkeurigheid van $\pm 1\%$ worden bereikt, en voor $\tan \delta$ een van $\pm 1\% \pm 0,2 \cdot 10^{-4}$ (dit laatste getal is de absolute fout).

Hieronder volgt een kleine greep uit meetresultaten bij een frequentie van ongeveer 3100 MHz

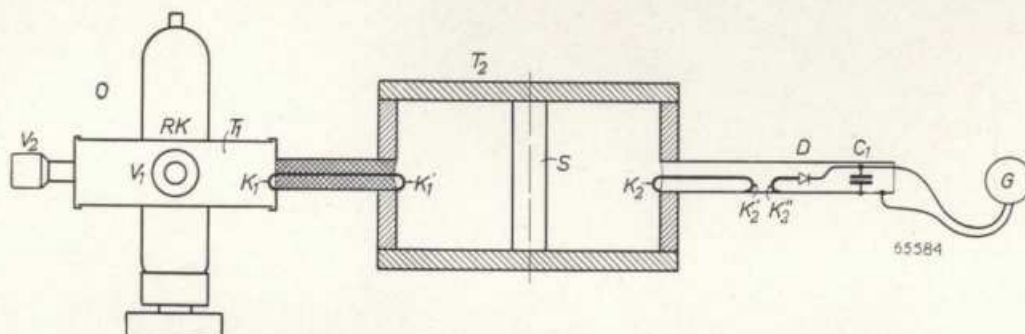


Fig. 8. Schematische voorstelling van de meetapparatuur. *O* oscillator, met reflectieklystron *RK*, waarvan T_1 de trilholtte is, die met de knop V_1 grof en met de knop V_2 fijn kan worden afgestemd. T_2 is de meet-trilholtte, met staaf *S* van het te onderzoeken materiaal. De koppellusjes K_1 en K_1' koppelen T_1 met T_2 , de lusjes K_2 , K_2' en K_2'' koppelen T_2 met de detector *D*. C_1 is een afvlakcondensator, *G* de galvanometer.

van de magnetische flux die door het koppellusje K_2 wordt omvat. Bij de kwaliteitsmeting wordt dus zover verstemd dat de uitslag de helft is geworden van die bij resonantie.

Nauwkeurigheid

De nauwkeurigheid waarmee ϵ_r en $\tan \delta$ worden gevonden, hangt af van de nauwkeurigheid en de constantheid der frequentie-ijking, van de precisie waarmee de afmetingen bekend zijn, en van de mate waarin de trilholtte en het staafje afwijken van de rotatiesymmetrische vorm.

Met behulp van een frequentiemeter (nauwkeurigheid circa $1 : 10^6$) is de oscillator eerst geijkt bij verschillende standen van de knoppen voor grove afstemming en een vaste stand van de knop voor fijne afstemming. Vervolgens is, bij een aantal standen van de eerstgenoemde knoppen, de verstemming geijkt die kan worden teweeggebracht met de knop voor fijne regeling (deze laatste ijking met een nauwkeurigheid van $1 : 200$). Het is gebleken dat de oscillatorijkingen in een tijdsverloop van twee jaar nagenoeg niet waren veranderd.

De afmetingen $2b$ en d van het staafje worden gemeten met een micrometer ($2b$ op verscheidene plaatsen). De middellijn $2a$ van de trilholtte mag men niet op deze wijze bepalen, daar het oppervlak er door zou worden beschadigd, maar wel kan men $2a$ vinden langs optische weg, en ook uit de gemeten

(golf lengte tussen 9,7 en 9,5 cm). In het bijzonder zij er de aandacht op gevestigd dat ook kleine waarden van $\tan \delta$, zoals die van polytheen en kwartsglas, nog nauwkeurig kunnen worden gemeten. Ter vergelijking zijn de waarden van $\tan \delta$ bij 1,5 MHz opgegeven,

Frequentie in MHz	3100		1,5
	ϵ_r	$\tan \delta \cdot 10^4$	$\tan \delta \cdot 10^4$
Enige glasmonsters			
Een hard glas	4,20	64,8	36,4
Twee soorten loodglas	6,30	61,7	20,2
	7,15	44,4	8,9
Kwartsglas	4,20	0,8	0,8
Enige plasticmonsters			
Polystyreen	2,52	2,6	2,4
Polytheen	2,25	2,0	2,0
„Plexiglas” of „Perspex”	2,6	64,1	130

Aanhangsel

De veldverdeling in de trilholtte

Door een geschikte wijze van excitatie van de (niet te hoog gemaakte — zie boven) trilholtte wordt er voor gezorgd dat van de vele mogelijke trillingswijzen alleen de zg. E_{010} -golf ¹⁰) optreedt, waarvan

¹⁰) Voor „E-golven”, ook wel „TM-golven” genoemd, zie bijv.: W. Opechowski, Electromagnetische golven in golfpijpen, Philips techn. T. 10, 46-54, 1948, in het bijzonder blz. 50 en 51.

de resonantiefrequentie uitsluitend afhangt van de straal a van de cylinder. De eerste nul in de index van deze benaming betekent dat het elektrische en het magnetische veld in de trilholtte onafhankelijk zijn van de cylindercoördinaat φ (zie fig. 9), dus

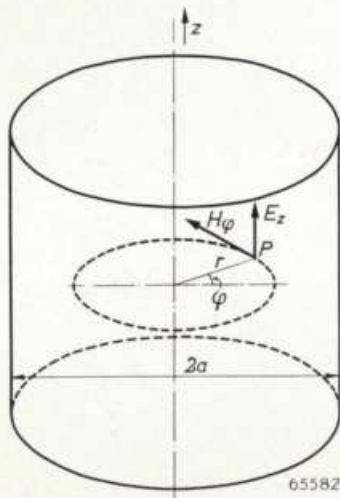


Fig. 9. Cylindrische trilholtte, met cylindercoördinaten r , φ en z . Bij de E_{010} -trillingswijze zijn in een willekeurig punt P de grootheden E_z en H_φ de enige componenten van het elektrische, resp. magnetische veld.

dat de velden rotatiesymmetrisch zijn; de tweede nul geeft aan dat de velden onafhankelijk zijn van de coördinaat z . Op de 1 komen wij dadelijk terug.

Men kan de E_{010} -trillingswijze beschrijven met één component van het elektrische en één component van het magnetische veld, die elk van slechts één ruimtcoördinaat, r , afhangen. Deze componenten zijn E_z , die evenwijdig aan de z -as loopt, en H_φ , die tangentiële is gericht (fig. 9). H_φ en E_z van de lege trilholtte worden voorgesteld door de volgende vergelijkingen:

$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &= A J_1(k_0 r) \cos \omega_0 t, \\ E_z &= \frac{k_0}{j\omega_0 \epsilon_0} A J_0(k_0 r) \cos \omega_0 t. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Hierin is A een evenredigheidsfactor, die afhangt van het vermogen van de oscillator en van de koppeling tussen de oscillator en de trilholtte, en $k_0 = 2\pi/\lambda_0$. De grootheden J_0 en J_1 zijn Bessel-functies van de eerste soort, resp. van de orde 0 en 1, terwijl ten slotte $\cos \omega_0 t$ de afhankelijkheid van de tijd t aangeeft; ω_0 is de hoekfrequentie waarbij de lege trilholtte rezoneert.

Als randvoorwaarde geldt, dat de elektrische veldsterkte nul is aan de (oneindig goed geleidend gedachte) wand van de trilholtte, dus $E_z = 0$ voor $r = a$. De eerste wortel van $J_0(k_0 a) = 0$ is: $k_0 a = 2,4048$, dus de eerste resonantiegolflengte $\lambda_0 = 2\pi a / 2,4048 = 2,6125 a$, en de eerste resonantiefrequentie $f_0 = c/\lambda_0 = 229,49/2a$ MHz, als a in

meter wordt uitgedrukt. (Het cijfer 1 in de index van E_{010} geeft aan dat deze eerste resonantie wordt bedoeld.) Dus bijv. bij de door ons gebruikte diameter van 67 mm behoort de reeds vermelde resonantiefrequentie $f_0 = 3428$ MHz.

In fig. 10 is grafisch voorgesteld hoe de amplituden $E_{z \max}$ en $H_{\varphi \max}$ der veldgrootheden afhangen van de afstand r tot de as van de trilholtte.

Uit de berekening van de inhomogene veldverdeling in de trilholtte met er in geplaatst staafje vindt men de volgende (benaderende) formule voor ϵ_r :

$$\epsilon_r = 1 + \frac{M-1}{1 + \frac{k_1'^2 b^2}{8} M} \quad (8)$$

Hierin is $k_1' = 2\pi f_1/c$, en de grootte M een uitdrukking waarin Bessel-functies met het argument $k_1' a$ en $k_1' b$ voorkomen (zie formule (12) hieronder).

Berekening van ϵ_r

De afleiding van formule (8) is in grote trekken als volgt. Binnen het dielectricum, dus voor $0 \leq r \leq b$, geldt:

$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &= A J_1(k_1' r) \cos \omega_1 t, \\ E_z &= \frac{k_1'}{j\omega_1 \epsilon_0 \epsilon_r} A J_0(k_1' r) \cos \omega_1 t. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Deze vergelijkingen verschillen van (7) doordat k_0 is vervangen door een grootte $k_1' = k_1'/\epsilon_r = 2\pi f_1/\epsilon_r c$ en ω_0 door de resonantiehoekfrequentie ω_1 , en doordat in de noemer van de uitdrukking voor E_z een factor ϵ_r is toegevoegd. (Bij deze vergelijkingen is aangenomen dat H_φ en E_z niet door de verliezen in het materiaal worden beïnvloed, welke onderstelling alleen bij zeer slechte dielectrica niet is gerechtvaardigd.)

In het overige gedeelte van de trilholtte ($b \leq r \leq a$) zijn de volgende vergelijkingen van kracht:

$$\left. \begin{aligned} H_\varphi &= \left\{ B J_1(k_1' r) + C Y_1(k_1' r) \right\} \cos \omega_1 t, \\ E_z &= \frac{k_1'}{j\omega_1 \epsilon_0} \left\{ B J_0(k_1' r) + C Y_0(k_1' r) \right\} \cos \omega_1 t. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

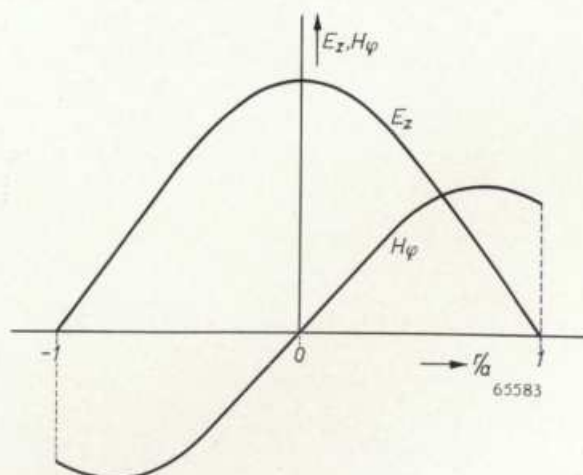


Fig. 10. Verdeling van $E_{z \max}$ en $H_{\varphi \max}$ langs een middellijn van de trilholtte in de E_{010} -toestand.

Hierin zijn Y_0 en Y_1 Bessel-functies van de tweede soort, resp. van de orde 0 en 1. De constanten B en C zijn evenredig met A en kunnen worden geëlimineerd met behulp van de randvoorwaarden. Deze luiden als volgt: voor $r = a$ moet weer $E_z = 0$ zijn, en bovendien moeten aan de grens van het vaste diëlectricum en de lucht E_z en H_φ continu zijn, dwz. voor $r = b$ moeten de verg. (9) dezelfde waarden voor E_z en H_φ leveren als de verg. (10).

Uit de eerste randvoorwaarde volgt:

$$B J_0(k_1'a) + C Y_0(k_1'a) = 0,$$

en uit de tweede randvoorwaarde, voor zover het de continuïteit van E_z betreft:

$$\frac{k_1''}{\varepsilon_r} A J_0(k_1''b) = k_1' \left\{ B J_0(k_1'b) + C Y_0(k_1'b) \right\},$$

en voor wat de continuïteit van H_φ aangaat:

$$A J_1(k_1''b) = B J_1(k_1'b) + C Y_1(k_1'b).$$

Door elimineren van B/A en C/A uit deze drie vergelijkingen vindt men:

$$\varepsilon_r = \frac{k_1'' \cdot J_0(k_1''b) \cdot J_1(k_1'b)}{k_1' \cdot J_1(k_1''b) \cdot J_0(k_1'b)} M, \quad \dots (11)$$

waarin

$$M = \frac{Y_0(k_1'a)}{J_0(k_1'a)} \cdot \frac{Y_1(k_1'b)}{J_1(k_1'b)} \cdot \dots \dots (12)$$

In (11) komt ε_r impliciet voor in de vóór M staande breuk, en wel in de factor k_1'' . Indien echter b/ε_r klein is ten opzichte van a , kan deze breuk goed worden benaderd door

$$1 - \frac{(k_1'b)^2}{8} \cdot (\varepsilon_r - 1),$$

zodat (11) dan overgaat in

$$\varepsilon_r \approx \left\{ 1 - \frac{(k_1'b)^2}{8} (\varepsilon_r - 1) \right\} \cdot M.$$

Lost men hieruit ε_r op, dan vindt men (8).

Formule (8) geldt slechts met goede benadering zolang $b/\varepsilon_r \ll a$ (bijv. $< 0,2a$). De meeste vaste diëlectrica die voor gebruik bij frequenties in de orde van 1000 MHz in aanmerking komen, hebben een relatieve diëlectrische constante tussen 2 en 10. Uit de zoëven genoemde voorwaarde volgt, dat de diameter van het staafje kleiner moet zijn dan $1/7$ tot $1/16$ van de middellijn van de trilholt.

Nog veel dunner moet het staafje zijn als men wil meten aan materialen zoals bijv. bariumtitanaat, waarvan ε_r in de orde van 1000 kan zijn¹¹⁾. De beschreven trilholt zou voor metingen hieraan kunnen worden ingericht door in het midden van deksel en bodem een gaatje te boren en daar het diëlectricum, in de vorm van een draad (dunner dan 1 mm), doorheen te steken.

In fig. 11 is een schaar krommen weergegeven die, volgens (8), ε_r als functie van $k_1'a$ voorstellen,

met b/a als parameter. Nu is $k_1'a = 2\pi a f_1/c$, de abscis is dus recht evenredig met de resonantiefrequentie f_1 van de trilholt met de staaf er in. Voor een bepaalde trilholt, met gegeven a , kan de constante $2\pi a/c$ in de schaal worden verwerkt.

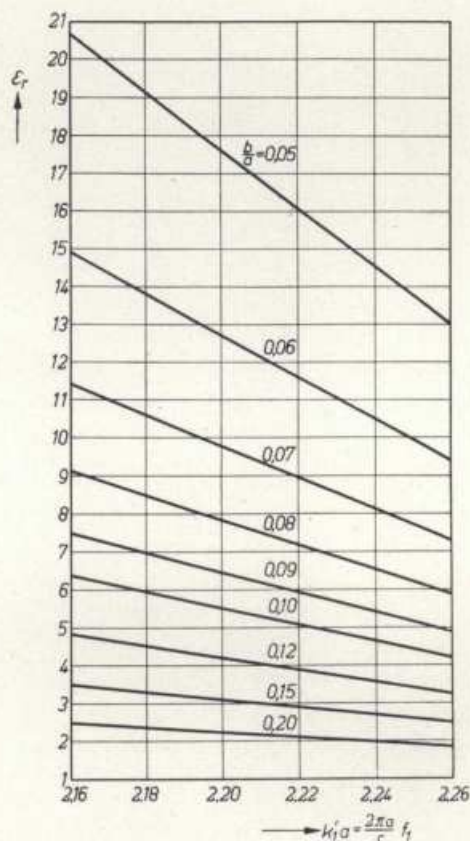


Fig. 11. De relatieve diëlectrische constante ε_r als functie van $2\pi a f_1/c$, met b/a als parameter, volgens formule (8) (configuratie als in fig. 3).

Voor $\text{tg } \delta$ volgt uit de berekeningen, die wij hier niet zullen weergeven, de volgende formule (vgl. formule (4)):

$$\text{tg } \delta = \frac{\left(\frac{a}{b}\right)^2 D + \varepsilon_r - 1}{\varepsilon_r \left[1 + \frac{\{J_1(k_1''b)\}^2}{\{J_0(k_1''b)\}^2} \right]} \cdot \left(\frac{1}{Q_1} - \frac{1}{Q_0''} \right). \quad (13)$$

Hierin staat D voor de uitdrukking

$$D = \left[\frac{2}{\pi k_1'a} \cdot \frac{1}{Y_0(k_1'a) J_0(k_1'b) - Y_0(k_1'b) J_0(k_1'a)} \right], \quad \dots (14)$$

die in fig. 12 als functie van $k_1'a (= 2\pi a f_1/c)$ is voorgesteld, met b/a als parameter. Fig. 13 is de grafiek van de in (13) voorkomende term $(J_1/J_0)^2$ als functie van $k_1''b (= 2\pi b/\varepsilon_r f_1/c)$.

Onder de in (13) voorkomende grootheid Q_0'' wordt, in analogie met de grootheid Q_0' die bij de L-C-kring optrad, verstaan de kwaliteit, bij de

¹¹⁾ G. H. Jonker en J. H. van Santen, De Seignette-electriciteit van titanaten, Philips techn. T 11, 176-185, 1949.

frequentie f_1 , wanneer zich in de trilholtte een staaf van een (denkbeeldig) verliesvrij diëlectricum zou bevinden, met dezelfde afmetingen en dezelfde diëlectrische constante als de staaf van het te onderzoeken materiaal. Uit berekening vindt men voor $1/Q_0''$:

$$\frac{1}{Q_0''} = \sqrt{\frac{f_0}{f_1}} \cdot \frac{a}{a+d} \cdot \left\{ 1 + \frac{\frac{ad}{b^2} D}{\left(\frac{a}{b}\right)^2 D + \epsilon_r - 1} \right\} \cdot \frac{1}{Q_0} \quad (15)$$

Deze vorm is ingewikkelder dan de betrekking tussen $1/Q_0'$ en $1/Q_0$ voor de normale trillingskring. Dit vindt zijn oorzaak hierin dat bij de kring de Joule-verliezen in de condensatorplaten steeds konden worden verwaarloosd, doch dat bij de trilholtte door het inbrengen van het diëlectricum de stroomverdeling wordt gewijzigd en dus ook de Joule-verliezen veranderen.

Recapitulerend kunnen we de gang van zaken als volgt beschrijven: uit grafieken als fig. 11 en 12 lezen we, bij de gemeten resonantiefrequentie f_1 en bij de gebruikte waarde van b/a , de relatieve diëlectrische constante ϵ_r , resp. de grootheid D af. Met D , de gemeten waarden f_0 , f_1 , $Q_0 = f_0/\Delta f_0$ en de afmetingen a , b en d berekenen we $1/Q_0''$ volgens (15), en uit fig. 13 lezen we bij de berekende waarde

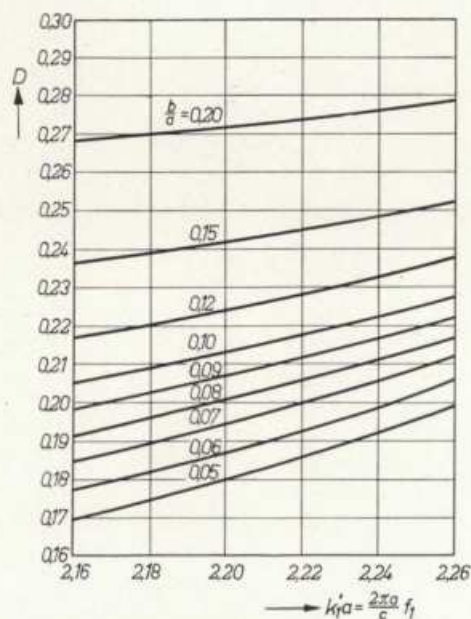


Fig. 12. De grootheid D , volgens (14), als functie van $2\pi a f_1 / c$, met b/a als parameter.

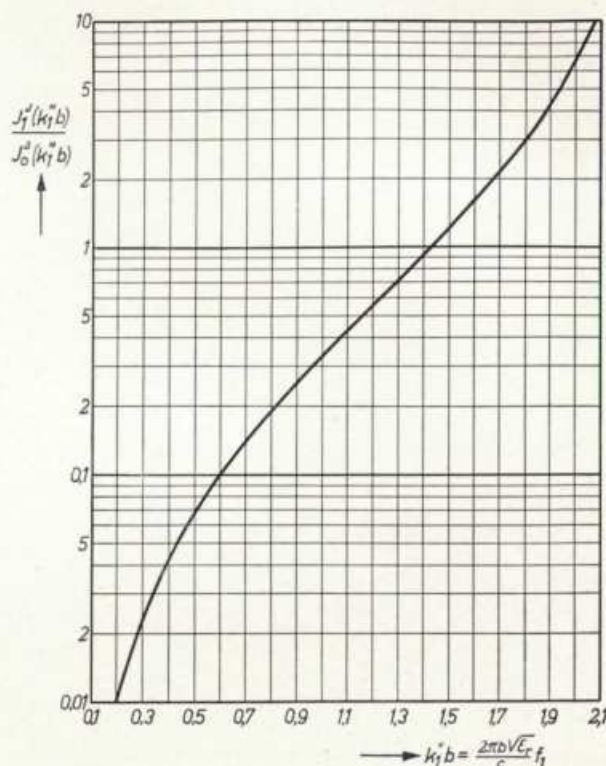


Fig. 13. De in (13) voorkomende grootheid $J_1^2(k_1'' b) / J_0^2(k_1'' b)$, als functie van $k_1'' b$.

van $k_1'' b = 2\pi b \sqrt{\epsilon_r} f_1 / c$ de grootheid $(J_1/J_0)^2$ af. Dan hebben we alle gegevens om uit (13) $\text{tg } \delta$ te kunnen berekenen.

Samenvatting. De relatieve diëlectrische constante ϵ_r en de verlieshoek δ van een vast diëlectricum worden bepaald uit de verstemming en de kwaliteitsvermindering die een trillingskring ondergaat als men het diëlectricum in het elektrische veld van de kring brengt. Wegens de hoge meetfrequentie (circa 3000 MHz) wordt als kring een trilholtte gebruikt. Deze is cilindrisch van vorm en trilt in de E_{010} -toestand. Voor het nauwkeurig meten van $\text{tg } \delta$ van materialen met zeer geringe verliezen moet de kwaliteit van de trilholtte, vóórdat het diëlectricum er in is gebracht, buitengewoon hoog zijn. Tot dusverre werden kwaliteitcijfers bereikt die niet hoger waren dan 70 tot 80% van de theoretische waarde. Dit wordt hieraan toegeschreven dat de uit de mechanische bewerking resterende oneffenheden op het binnenoppervlak van de trilholtte groter zijn dan de indringdiepte van de stroom (1μ) en aldus een aanzienlijke verlenging van de weg voor de stroom veroorzaken. Door uiterst zorgvuldige bewerking van het oppervlak is de hoogte der oneffenheden teruggebracht tot de orde van $10^{-3} \mu$, waardoor de kwaliteit (17 190) tot 98% van de theoretische waarde is gestegen.

Als oscillator wordt een reflectie-klystron gebruikt, waarvan de frequentie in een zeker gebied regelbaar is (3090 - 3260 MHz). De ijking is zeer constant gebleken. Als detector dient een siliciumkristal, verbonden met een galvanometer.

Een tabel aan het slot vermeldt gemeten waarden van ϵ_r en $\text{tg } \delta$ voor een aantal materialen, bij een frequentie van ruim 3000 MHz. De nauwkeurigheid waarmee ϵ_r kan worden gemeten bedraagt $\pm 1\%$, die van $\text{tg } \delta$ bedraagt $\pm 1\% \pm 0.2 \cdot 10^{-4}$. In een Aanhangsel worden formules en grafieken gegeven waarmee ϵ_r en $\text{tg } \delta$ uit de gemeten grootheden kunnen worden bepaald.

SPECIALE RÖNTGENBUIZEN

door B. COMBÉE en P. J. M. BOTDEN. 621.386.1 : 616-073.75 : 615.849

Zoals in de meeste takken van de techniek, zien we ook op röntgengebied naast elkaar een ontwikkeling van fundamenteel nieuwe mogelijkheden — waarvan we uit recente tijd slechts het gebruik van de electronische beeldversterker en van moderne electronenversnellers willen noemen — en een verder-ontwikkeling van het bestaande instrumentarium. Wat deze laatste ontwikkelingsrichting betreft, constateren we in vele constructies, in het bijzonder van röntgenbuisen voor speciale toepassingen, de geleidelijke kwantitatieve vooruitgang, die de vrucht is van een steeds betere beheersing van materiaal en vormgeving.

Trachten we ons rekenschap te geven van de ontwikkelingsgang der röntgenbuisen tot op heden, dan merken we een parallel op met de ontwikkeling van de gloeilamp. In beide gevallen zien wij eerst een technische worsteling van enige decennia, die tot een beheersing van de fysische en technologische grondslagen van het product leidt, en op deze worsteling volgend een periode waarin, uitgaand van enkele gestabiliseerde grondtypen, het toepassingsgebied wordt verbreed: tal van varianten van de grondtypen worden ontwikkeld, die een aanpassing behelzen aan de eisen van speciale toepassingen van het product. Heeft dit bij de gloeilamp geleid tot honderden soorten „speciale lampen”, bij de röntgenbuis is men wel niet tot zoveel maar ook tot een respectabel aantal speciale soorten gekomen, die in hun uiterlijk en in hun eigenschappen sterk verschillen. Om het gebied ruwweg af te palen, zouden we in het midden kunnen plaatsen een normale, universele buis voor röntgendiagnostiek en een normale 250 kV-therapiebuis, terwijl we dan als uitersten van het gebied kunnen noemen de buizen voor diffractieopnamen met urenlange belichting en de buizen voor röntgenflitsopnamen van 10^{-6} seconde, de miniaturbuisen voor het tandartsenapparaat en buizen voor materiaalonderzoek met spanningen van 2 miljoen volt. (We laten daarbij nog buiten beschouwing de opwekking van extreem harde röntgenstralen door bijv. lineaire versnellers, betatrons of synchrotrons, waarbij het begrip „röntgenbuis” ietwat begint te vervagen.)

In dit artikel willen we enkele grepen doen uit het arsenaal van moderne röntgenbuisen en hieraan laten zien, hoe men door toepassing van de tegenwoordig beschikbare materialen en methoden de geschiktheid van een röntgenbuis voor bepaalde speciale doeleinden heeft kunnen verbeteren. Eerst zullen we een diagnostiekbuis bespreken, de

„Rotalix” O-55, en dan twee therapiebuisen, nl. de nieuwe CT-buis voor contacttherapie en de ET-buis voor zg. endotherapie.

De „Rotalix” O-55

Het principe van de draaiende anode, dat in de „Rotalix”-buisen is verwezenlijkt en dat voor het eerst door Bouwers ¹⁾ in de praktijk werd gebracht, is herhaaldelijk in dit tijdschrift behandeld ²⁾. We memoreren hier dat het motief voor het doen roteren van de anode ligt in een verhoging van de specifieke focusbelastbaarheid. Immers, men wil een röntgenopname van een bewegend lichaamsdeel met een zo kort mogelijke belichtingstijd maken; daartoe is een grote röntgenintensiteit gewenst, dus ontwikkeling van een groot vermogen op de anode, terwijl men toch het focus, waarvan de röntgenstralen uitgaan en waarin het vermogen van de bombarderende electronenbundel groten-deels in warmte wordt omgezet, heel klein wil houden om de geometrische onscherpte van het röntgenschaduwbeeld te beperken. Dank zij de rotatie van de anode vergroot men het oppervlak dat tijdens een opname door de electronenbundel wordt bestreken, zonder vergroting van het focus, en men kan dus voor een gegeven toelaatbare focustemperatuur het focus zwaarder belasten.

Oorspronkelijk is deze verbetering alleen toegepast in de röntgenbuisen voor die diagnostiekapparaten welke aan de hoogste eisen moesten voldoen. Concreter gezegd, de tot dusverre vervaardigde „Rotalix”-buisen waren buizen voor groot vermogen en bestemd voor bedrijf op gelijkspanning. Het laatste vloeit voort uit het eerste, aangezien grote diagnostiekapparaten steeds met gelijkspanning werken, enerzijds omdat dit de meest rationele

¹⁾ A. Bouwers, Physica 10, 125, 1930.

²⁾ J. H. van der Tuuk, Philips techn. T. 3, 296, 1938 en 8, 33, 1946.

wijze van opwekking van röntgenstralen is ³⁾, anderzijds omdat de extra kosten voor de hoogspanningsventielen enz. bij grote apparaten relatief weinig uitmaken.

Het is een natuurlijke gang van zaken dat men, nu de roterende anode bij de grote röntgendiagnostiekapparaten gemeengoed is geworden, ook bij eenvoudiger installaties, die met geringer vermogen en met wisselspanning op de röntgenbuis werken, deze verfijning wilde invoeren. Het resultaat van dit streven is de „Rotalix” O-55, die in de fig. 1 en 2 is weergegeven.

ning of op tweefazig gelijkgerichte, niet afgevlakte wisselspanning (fig. 3a) de overgang van stationnaire naar draaiende anode de belastbaarheid verbetert met een factor 8 à 9. Bij bedrijf op wisselspanning (fig. 3b) zou men in eerste instantie een veel geringere verbeteringsfactor verwachten. Immers, tussen twee opeenvolgende stroompieken krijgt het focus hier toch al telkens gelegenheid om even af te koelen; of, anders gezegd: van het ringvormige anode-oppervlak dat men onder de bombarderende electronenbundel door laat draaien, wordt telkens een gedeelte in het geheel niet belast. Globaal be-

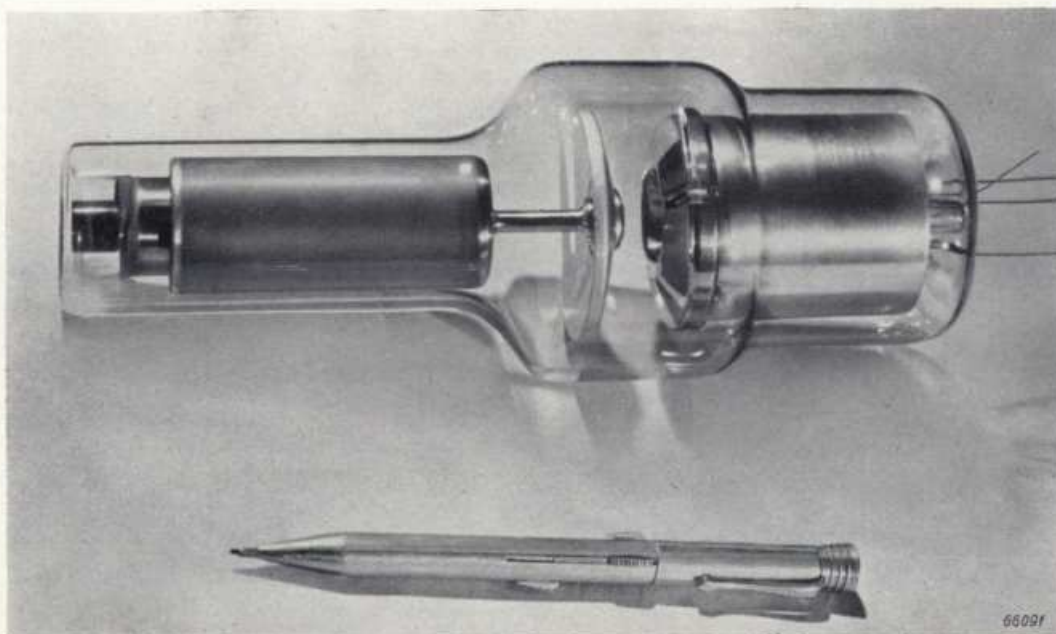


Fig. 1. De „Rotalix” O-55.

Voor we overgaan tot een nadere bespreking van deze buis (of althans van die details waarin deze van oudere typen „Rotalix”-buisen verschilt), moeten we ons afvragen, of het wel zin heeft de anode van een röntgenbuis voor wisselspanning te laten draaien.

Beperken we ons tot belichtingstijden van de orde van 0,1 sec, waarvoor de kwestie van de specifieke focusbelastbaarheid het meest actueel is, dan kunnen we zeggen dat bij bedrijf op gelijkspan-

ningen, zou men daarom vermoeden dat de verbetering door het draaien slechts ongeveer een factor 4 zou bedragen.

Bij nadere beschouwing blijkt deze redenering echter niet geheel op te gaan. In de verbeteringsfactor 8 à 9, die voor gelijkspanningsbedrijf geldt, is nl. de onderstelling verwerkt dat de maximaal toelaatbare focustemperatuur door het draaien niet wordt beïnvloed. Dit is bij gelijkspanningsbedrijf juist; de focustemperatuur wordt daar alleen begrensd door de optredende mechanische spanningen, die een geleidelijk ruw- worden van het anode-oppervlak (vorming van scheurtjes) ten gevolge hebben. Bij wisselspanningsbedrijf daarentegen moet bovendien rekening worden gehouden met het gevaar van terugslag. Dit maakt dat, in het geval van een stationnaire anode, de maximaal toelaatbare focustemperatuur aanzienlijk

³⁾ Bij bedrijf op wisselspanning krijgt men bij eenzelfde maximaal toelaatbare stroomsterkte (topwaarde) — die in hoofdzaak bepaald wordt door het net! — slechts een half zo grote röntgenintensiteit als bij tweefazig gelijkgerichte spanning. Ook wordt bij grote vermogens een wisselspanningsvoeding bezwaarlijk wegens de asymmetrie van het spanningsverloop (grote spanningsval in de fase van stroomdoorlating door de röntgenbuis). Ten slotte wordt bij gebruik van gelijkgerichte, afgevlakte spanning de opbrengst aan röntgenstralen per watt groter dan bij wisselspanning.

lager is dan bij het bedrijf op gelijkgerichte spanning: in de negatieve faze, d.i. de periodehelft waarin de anode negatief en de gloeidraad positief is, mag het focus niet zo heet zijn dat het in merkbare mate thermisch electronen emitteert, want deze

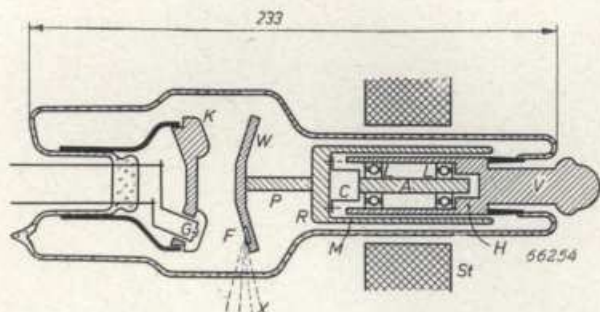


Fig. 2. Doorsnede van de „Rotalix” O-55. De gloeidraad G, geplaatst in een gleuf van de kathodeplaat K, emitteert de electronen die (in de positieve faze) ten gevolge van de buisspanning worden versneld en in het focus F de, als wolfram schijf (W) uitgevoerde, roterende anode treffen. Deze schijf wordt daarbij roodgloeiend en voert aldus een groot deel van de ontwikkelde warmte door straling naar buiten af. Een verdere bijdrage tot de koeling door straling levert de gezwarte koperen mantel M van de rotor R, waaraan de schijf is bevestigd met de dunne molybdenium pen P. De rotor wordt aangedreven door het draaiveld van de, om de anodehals van de röntgenbuis geplaatste statorwikkeling St. De as A, die via een dun uitgedraaid cilindrisch gedeelte C aan de rotor is verbonden, draait in kogellagers L, die gesmeerd zijn met lood en die bevestigd zijn in de anodesteun H. Deze is met een „Fernico”-ring in de hardglazen buiswand gesmolten en vormt met het verlengstuk V de pool voor aansluiting van de anode op hoogspanning. X is de nuttig gebruikte röntgenstralenkegel.

electronen zouden met grote energie op de gloeidraad vallen en deze al spoedig doen sneuvelen ⁴⁾. Weliswaar koelt het focus in de 0,005 sec tussen de stroompiek in de positieve faze en het begin van de negatieve faze enkele honderden graden af, maar de temperatuurgrens beneden welke de thermische emissie ongevaarlijk wordt, ligt zo veel lager dan de grens die door het ruw- worden wordt gesteld, dat men bij wisselspanning het focus toch slechts ongeveer half zo zwaar mag belasten als bij tweefazig gelijkgerichte spanning. Gaan we nu van de stationnaire anode over tot de draaiende, dan krijgt het terugslagprobleem ineens een ander aanzien. Die gedeelten van de anode die in de positieve faze sterk verhit zijn, bevinden zich in de negatieve faze niet meer tegenover de gloeidraad, doordat de anode ondertussen verder gedraaid is (men laat deze draaien met bijna 50 omw/sec). Eventuele electronen, door de anode in deze faze uitgezonden, komen dus niet op de gloeidraad, maar kunnen worden opgevangen door delen van de buis

waar zij geen kwaad doen. Men mag derhalve met een hogere temperatuur in de negatieve faze werken dan bij stationnaire anode, en deze gunstige factor, gevoegd bij het feit, dat nu in de bewuste 0,005 sec na topbelasting het betrokken anodegedeelte veel meer gelegenheid tot afkoelen heeft dan bij stationnaire anode ⁵⁾, maakt dat men in totaal door het draaien vrijwel dezelfde winst in belastbaarheid kan behalen bij bedrijf op wisselspanning als bij bedrijf op gelijkspanning.

Natuurlijk zal men, ook bij deze gunstige situatie wat de terugslag betreft, toch nog alle ten dienste staande maatregelen nemen om de eventuele electronenemissie uit de anode te beperken of onschadelijk te maken. Tijdens het fabricageproces worden voorzorgen getroffen om de anode zoveel mogelijk vrij te houden van onzuiverheden, in het bijzonder van die met lage uittreepotentiaal, die het gemakkelijkst aanleiding zouden geven tot thermische emissie. Elke buis wordt ook speciaal op de nog optredende anode-emissie gekeurd. Voor het geval dat tijdens de levensduur van de buis de anode-emissie iets zou toenemen, is de glazen buiswand, die (afgezien van de gloeidraad) het meest gevoelig is voor electronenbombardement, hiertegen beschermd doordat we de kathodeplaat een aanzienlijk grotere diameter hebben gegeven dan bij de normale „Rotalix”-buizen (zie fig. 2). De configuratie van anode en kathode is daarbij zo gunstig, wat betreft de maximale, plaatselijk optredende, veldsterkten,

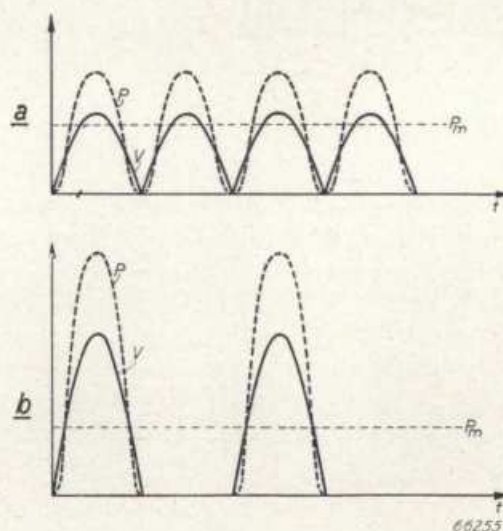


Fig. 3. Verloop met de tijd t , van de momentele waarden van spanning V en vermogen P van een röntgenbuis, a) bij bedrijf op tweefazig gelijkgerichte wisselspanning, b) bij bedrijf op wisselspanning, met hetzelfde gemiddelde vermogen P_m .

⁴⁾ Voor een uitvoeriger bespreking van de terugslag, zie bijv.: J. H. van der Tuuk, Hardglazen röntgenbuizen in olie, Philips techn. T. 6, 314-320, 1941, in het bijzonder p. 316.

⁵⁾ Het is in 0,005 sec immers al enkele focusbreedten verder gedraaid, bevindt zich dus na ca 0,002 sec al niet meer in de electronenbundel. Voor een nadere uitwerking van het afkoelingsprobleem, zie: W. J. Oosterkamp, Philips Res. Rep. 3, 303, 1948.

dat de buis veilig op een wisselspanning van 100 kV_{top} kan werken; bij gebruik op gelijkgerichte spanning, wat natuurlijk ook mogelijk is, kan men tot 110 kV_{top} gaan.

Bij een „Rotalix”-buis voor gelijkspanning laat men de anode alleen draaien tijdens een opname. Voor doorlichten, dat met dezelfde buis gedaan wordt en waarbij het focus veel lager wordt belast, haalt het draaien niets uit en zet men de anode stil, om de lagers niet onnodig aan slijtage bloot te stellen. Bij de „Rotalix” voor wisselspanning echter is de situatie anders geworden: het draaien van de anode heeft hier immers ook een belangrijke functie gekregen in de bestrijding van het terugslaggevaar. De anode moet daarom altijd draaien, ook bij het doorlichten. Om dit mogelijk te maken, is de lagerconstructie enigszins gewijzigd ten opzichte van de oude buizen. In het bijzonder is de anodesteun (*H* in fig. 2), die de lagerringen voor de draaiende anode bevat, thans geheel van ijzer vervaardigd. Vroeger was deze steun van koper, met er omheen een ijzeren bus, die het magnetische veld van de om de röntgenbuis aangebrachte statorwikkeling zoveel mogelijk in de rotor van de anode moest concentreren. De nieuwe constructie is mechanisch sterker en laat daardoor gemakkelijk een continu draaien van de anode toe, ook tussen opeenvolgende doorlichtingen en opnamen, waardoor de bedieningsapparatuur eenvoudiger kan worden. Weliswaar is de warmte-afleiding door de ijzeren anodesteun naar de olie in het omhulsel, waarin de gehele buis wordt geplaatst, minder goed dan bij een koperen steun; in ons geval blijft echter de temperatuur van de lagers toch laag genoeg, vooral dank zij de warmte-isolatie door een dunwandig cilindrisch gedeelte waarmee de chroomijzeren as aan de rotormantel van de anode is verbonden (zie *C* in fig. 2).

Omdat de „Rotalix” O-55 bestemd is voor kleine installaties, werd er naar gestreefd de afmetingen zowel van de buis als van het omhulsel aanzienlijk kleiner te maken dan die van de oudere „Rotalix”-buizen. Wat de buis betreft, is hiertoe een klein gedeelte (factor 1,2) van de boven besproken verbeteringsfactor prijsgegeven door de wolfram schijf van de anode een kleinere diameter te geven (55 in plaats van 75 mm). Tevens is de rotormantel wat minder breed gemaakt, zodat de statorwikkeling, die hier ter plaatse om de buis wordt geschoven, een aanzienlijk kleinere buitendiameter kon krijgen, en bovendien is de rotor en daarmee de gehele buis wat korter. Zodoende kon ook het omhulsel aanzienlijk kleiner worden gemaakt (fig. 4).

Oppervlakte en wandtemperatuur van het om-

hulsel bepalen het vermogen dat men in continu bedrijf in de röntgenbuis mag ontwikkelen. Doordat een zeer temperatuurbestendig materiaal werd gebruikt voor de isolatoren, in het bijzonder voor de stekers en contraststekers waarmee de buis op de hoogspanning wordt aangesloten, kunnen we thans aanzienlijk hogere temperaturen van de olie en van de wand van het omhulsel toelaten dan voordien, nl. 100 à 110 °C in plaats van 60 à 70 °C, zodat met een continu vermogen van 210 watt kan worden gewerkt (de buis zelf kan 350 watt continu verdragen).

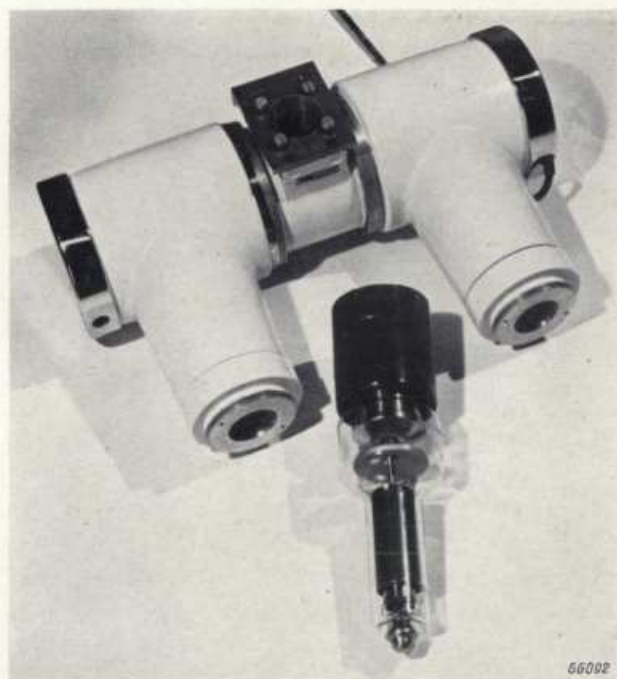


Fig. 4. Het omhulsel van de „Rotalix” O-55, met op de voorgrond de buis zelf, voorzien van een „Philite” kap, die de kathode-aansluiting omgeeft.

In het omhulsel van een onder olie gemonteerde röntgenbuis wordt altijd een expansievat, bijv. in de vorm van een veerdoos, aangebracht, die een warmte-uitzetting van de olie zonder noemenswaardige drukverhoging mogelijk maakt. Voor de O-55 was met het oog op de hogere olietemperatuur een naar verhouding veel grotere veerdoos vereist dan vroeger. De ruimte voor deze veerdoos werd gemakkelijk in het omhulsel gevonden aan de kathodezijde van de buis (fig. 5). De kathodehelft van de buis is immers korter dan de anodehelft, en men wil het omhulsel desondanks symmetrisch construeren, met het röntgenfocus precies in het midden, terwille van een goede manoeuvreerbaarheid.

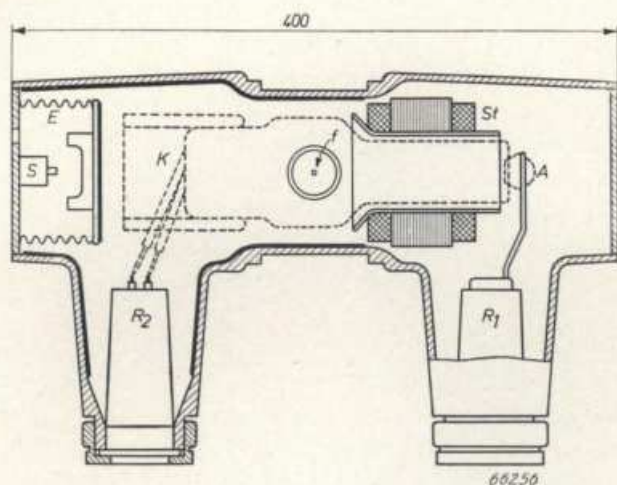


Fig. 5. Doorsnede van het omhulsel van de „Rotalix” O-55. De buis is gestippeld aangegeven, het focus ligt precies in het midden, bij f . A anodepool, K kathodepool, met contrastekers R_1 , R_2 voor aansluiting van de hoogspanningskabels. St statorwikkling. E veerdoos, die de warmte-uitzetting van de olie opneemt, met veiligheidschakelaar S , die de buis-spanning uitschakelt zodra de gemiddelde olietemperatuur een bepaalde grens overschrijdt.

Fig. 6 geeft ten slotte de belastbaarheid van de O-55 als functie van de belastingstijd aan (bij 50 Hz). Ter vergelijking is hierbij ook de toelaatbare belasting aangegeven van een overeenkomstige buis met stilstaande anode („Statix”), waarvan het focus drie maal zo lang en zo breed is als dat van de O-55.

Een nieuwe röntgenbuis voor contacttherapie

Bij de therapeutische bestraling van kwaadaardige gezwellen is het van het grootste belang te zorgen dat het gezonde weefsel rondom het gezwel niet, of niet te zwaar wordt beschadigd. De situatie is hiervoor het gunstigst bij gezwellen die aan het huidoppervlak liggen. Hierbij behoeven de röntgenstralen geen gezonde weefsels te passeren voor zij op de tumor vallen, en alleen het achter de tumor gelegen weefsel moet men trachten te sparen. Dit bereikt men in hoge mate met de methode van de „contacttherapie”.

Bij deze methode, die reeds eerder uitvoerig in dit tijdschrift werd besproken ⁶⁾, gebruikt men een zachte röntgenstraling, die in de tumor vrijwel geheel wordt geabsorbeerd, en men plaatst het focus op een afstand van slechts enkele cm van de huid. Door de laatstgenoemde maatregel profiteert men van de kwadratische daling van de intensiteit met de afstand, aangezien bij kleine focus-huid-afstand de relatieve afstandsverschillen van focus tot tumor en van focus tot onderliggend

weefsel groot worden en de dosis op het laatstgenoemde derhalve, ook reeds zonder de absorptie, relatief gering wordt.

Een der belangrijkste eigenschappen van de röntgenbuizen die men voor deze therapie wil gebruiken, is het „eigen filter” van de buis. Men wil zachte stralen hebben, die al in een dun weefsel-laagje grotendeels worden geabsorbeerd; maar zulke stralen lopen goede kans al geabsorbeerd te zijn vóór zij goed en wel buiten de röntgenbuis zijn gekomen! Immers de stralen moeten hiervoor minstens één, meestal twee (of nog meer) vensters passeren: een venster dat in de wand van de eigenlijke röntgenbuis is aangebracht en dat het hoogvacuum afgesloten houdt, en een venster in het geaarde metalen omhulsel van de buis. Deze vensters (het „eigen filter”) houden juist de zachtste componenten van het stralingspectrum dat de anode uitzendt het meest tegen.

We kunnen dit wat exacter uitdrukken. Bij het passeren van een willekeurig materiaal (filter) wordt een röntgenstraling altijd harder. Als maat voor de hardheid bezigt men de halveringsdikte H , d.i. de laagdikte van aluminium of van een ander, met name te noemen materiaal, waardoor de intensiteit van de straling tot de helft wordt gereduceerd. We kunnen dus zeggen dat ten gevolge van

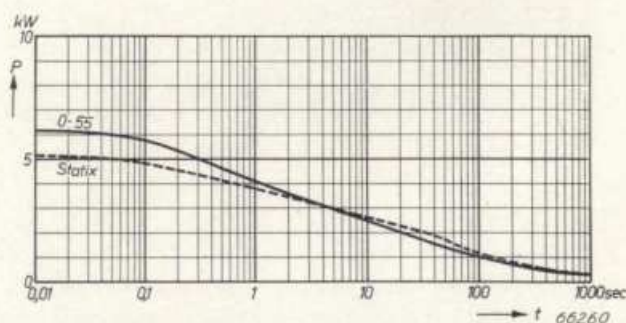


Fig. 6. Toegelaten belasting P (in kW) van de „Rotalix” O-55, bij bedrijf op wisselspanning van 50 Hz, als functie van de belastingstijd t (in sec). Gestippeld: belasting van een vergelijkbare röntgenbuis met stilstaande anode („Statix”). De beide buizen mogen, zoals de grafiek toont, ongeveer even sterk worden belast, maar het (schijnbare) focus van de „Rotalix” O-55 is $1 \times 1 \text{ mm}^2$ groot, dat van de „Statix” $3,1 \times 3,1 \text{ mm}^2$, dus is de specifieke focusbelasting in het eerste geval ca $9 \times$ zo groot als in het tweede.

de aanwezigheid van het eigen filter de halveringsdikte van de nuttige straling van een röntgenbuis niet beneden een bepaalde grens kan worden gebracht. Bij de eerder in dit tijdschrift beschreven röntgenbuis voor contacttherapie (zie het in ⁶⁾ aangehaalde artikel) bedroeg de minimale halveringsdikte, bij een buisspanning van 50 kV, $H = 0,30 \text{ mm Al}$ ofwel ca 4 mm lichaamsweefsel. Het focus

⁶⁾ H. A. G. Hazeu, J. M. Ledeboer en J. H. van der Tuuk, Een röntgenapparaat voor contacttherapie, Philips techn. T. 8, 8-15, 1946.

kon tot op een afstand van 2 cm bij de huid worden gebracht.

De genoemde kleine waarde van H werd bereikt door een zeer onconventionele buisconstructie, die schematisch in fig. 7 is weergegeven. De ringvormig uitgevoerde gloeidraad bevindt zich tussen de anode en de patient, de nuttige röntgenstralenbundel treedt dus door deze ring heen naar buiten. Hij moet daarbij twee vensters passeren, een in de kathodekan — die in dit geval geaard is — en een in een metalen mantel, die om de buis is aangebracht teneinde de kathodekan met een er langs geblazen luchtstroom te kunnen koelen. Het eerste venster werd tot dusverre vervaardigd van glas, ter dikte

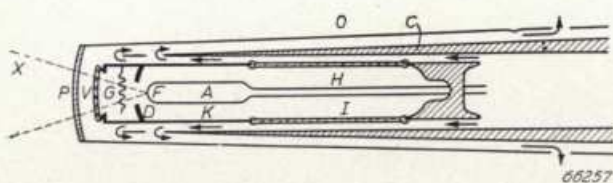


Fig. 7. Constructieprincipe van de CT-buis (röntgenbuis voor contacttherapie). K geaarde kathodekan met ringvormig gemonteerde gloeidraad G en focuseringsring D , A anode met focus F , I isolatie tussen kathodekan en anodehouder H , V venster in de kathodekan, O koelmantel, C isolerende bus voor het leiden van de koellucht (zie de pijltjes), P venster in de koelmantel, X nuttige röntgenstralenbundel.

van 0,25 mm. Om dit venster te beschermen tegen een eventueel elektronenbombardement, werd er een dun nikkelgaas voorgeplaatst (in de figuur niet aangegeven). Het tweede venster, in de mantel, was van „Philite”.

De genoemde minimale halfwaardedikte van 4 mm lichaamsweefsel is voor de meeste gevallen waarin men contacttherapie wil toepassen, wel voldoende klein. Voor de behandeling van sommige zeer oppervlakkige aandoeningen wil men echter de beschikking hebben over nog zachtere stralen. (Deze worden vaak aangeduid met de term „Grenzstrahlen”, daar zij aan de grens liggen van het spectraalgebied der medisch nuttige röntgenstralen.) Hiervoor moet men het eigen filter van de röntgenbuis nog kleiner trachten te maken dan bij de beschreven constructie.

Een mogelijkheid hiertoe biedt de toepassing van zg. Lindemann-glas (een lithium-beryllium-boraatglas) als materiaal voor het buisvenster. Deze glassoort heeft echter het nadeel dat zij op den duur, vooral in een vochtige omgeving, verweert. Ook is zij zeer fragiel en — wat in het algemeen geldt voor glazen vensters, maar voor vensters van Lindemann-glas in het bijzonder — bij het insmelten van het venster in de buiswand is het onvermijdelijk dat de glasdikte plaatselijk, en van

de ene buis tot de andere, vrij grote verschillen gaat vertonen. De plaatselijke verschillen geven aanleiding tot een inhomogene dosisverdeling over het bestraalde huidveld. De individuele verschillen moet men, om geen te grote spreiding in de stralingsopbrengst van verschillende buisexemplaren te krijgen, compenseren door individueel gekozen extra filters, die een ongewenst dosisverlies veroorzaken.

Wij hebben nu in de laatste jaren op andere wijze een aanmerkelijke vermindering van het eigen filter van de CT-buis kunnen bereiken. Het venster in de kathodekan wordt thans gemaakt van een plaatje mica, van 1,5 cm diameter en slechts ca 20 micron dik. Dit plaatje is, volgens een sinds enkele jaren ontwikkelde techniek, vacuumdicht in de opening van de kathodekan bevestigd ⁷⁾. Het plaatje blijft bij het aansmelten vlak en overal even dik, men verkrijgt dus zonder moeite een homogene dosisverdeling, en zonder verlies de gewenste uniformiteit van alle buizen. Het zeer dunne mica plaatje is in staat de luchtdruk uit te houden, maar het is evenmin als het vroeger gebruikte glas bestand tegen een elektronenbombardement. Het wordt in de nieuwe constructie hiertegen beschermd door een plaatje van beryllium, ter dikte van 0,2 mm. Dit lichte metaal, dat voordien hoofdzakelijk als legeringsbestanddeel in koper voor contactveren en dergelijken en als proefmateriaal voor kernfysisch onderzoek toepassing vond, heeft sinds een tiental jaren zijn intrede in de röntgentechniek gedaan. Dank zij zijn zeer lage atoomnummer (= 4) is het buitengewoon goed geschikt als venster voor röntgenstralen. Ook het „Philite” venster van de koelmantel is door een beryllium venster vervangen. Hiermee is de minimale halveringsdikte van de straling van de CT-buis, bij 50 kV, teruggebracht tot 0,06 mm Al ofwel 0,8 mm lichaamsweefsel.

De vraag ligt voor de hand, waarom wij de vroeger gebruikte combinatie glas + nikkelgaas vervangen hebben door de combinatie mica + beryllium, en niet door beryllium alléén. Dit is op zichzelf mogelijk, maar de door ons gekozen oplossing heeft grote voordelen. Het vacuumdicht maken van een beryllium venster vereist dikkere plaatjes dan wij gebruiken, hetgeen bij dit zeer kostbare materiaal een niet te verwaarlozen verschil maakt, en het vereist een veel omslachtiger en langduriger bewerking van het beryllium dan in het geval van onze dunne folies. Deze bewerking leek ons ongewenst, niet alleen om de hieraan verbonden grotere kosten, maar nog meer wegens de bekende toxische effecten van het beryllium op

⁷⁾ Het gebruik van een mica venster voor röntgenstralen is in dit tijdschrift reeds eerder beschreven voor een Geigerteller: Philips techn. T. 10, 10, 1948.

wie er al te veel mee in aanraking komt. Ten slotte is het vacuumdicht insolderen van een beryllium venster een veel moeilijker (en meer uitval veroorzakende) operatie dan het vacuumdicht aansmelten van een mica plaatje.

Het voordeel van de bereikte vermindering van het eigen filter van de CT-buis komt speciaal daarin tot uitdrukking dat men nu zelfs met buisspanningen van slechts 10 kV nog een behoorlijke doseringsterkte ⁸⁾ kan verkrijgen, nl. bij 2 mA buisstroom en op 2 cm focus-huid-afstand ongeveer 6400 röntgen per minuut. (De therapeutisch vereiste totale doses zijn van de orde van 6000 r, de tolerantiedosis bedraagt 0,3 r per week.) De halveringsdikte bij deze lage spanning bedraagt slechts 0,3 mm lichaamsweefsel! Bij een buisspanning van 50 kV wordt de doseringsterkte bij dezelfde stroom en op dezelfde afstand 160 000 r/min, tegenover 8000 r/min bij de oude buis.

Natuurlijk zal de medicus in vele gevallen niet met de kleinste halveringsdikte willen werken: voor dikkere gezwellen is een hardere straling nodig, en deze moet het CT-apparaat hem eveneens kunnen leveren. De constructie van het uittreekenster is daarom uitgevoerd zoals is aangegeven in fig. 8. Op de ring die het berylliumvenster van de koelmantel vasthoudt, kan een tweede ring worden geschroefd, waarmee men verschillende extra filters in de weg der röntgenstralen kan aanbrengen, in de vorm van diverse aluminium folies. De halverings-

dikte, die bij 10 kV zonder extra filter 0,3 mm weefsel bedraagt, is met een extra filter van 0,1 mm Al reeds verhoogd tot 0,5 mm; voor 50 kV zijn de overeenkomstige waarden 0,8 mm en 1,3 mm. Men kan dus de dosisverdeling in het bestraalde weefsel binnen wijde grenzen variëren. Voor gevallen waarin een vaste bestralingstechniek is ingevoerd, gebaseerd op het oude CT-apparaat, kan de nieuwe buis in stralingseigenschappen nagenoeg identiek met de oude worden gemaakt, door er een extra filter voor te zetten van „Philite” waardoorheen een bepaalde hoeveelheid metaaloxypoeeder is gemengd.

Röntgenbuis voor endotherapie

Wij hebben er reeds op gewezen dat de genezingsvoorwaarden in het geval van de contacttherapie veel gunstiger zijn dan bij de „dieptetherapie”, waarbij de beschadiging van gezond weefsel maar al te vaak het gehoopte succes doet uitblijven. Ook bij sommige niet aan het huidoppervlak gelegen tumoren kan de medicus zich zoveel mogelijk van de voordelen der contacttherapie trachten te verzekeren, nl. bij gezwellen in lichaams-holten, met name de veelvuldig voorkomende gezwellen van de baarmoeder. Hiervoor heeft men röntgenbuizen ontwikkeld met het focus aan het einde van een lange dunne, geaarde anodetuit, die in de lichaamsholte kan worden gebracht, zodat de stralenbron in de onmiddellijke nabijheid van de tumor komt te staan (soms zullen zich nog wel enkele cm gezond weefsel tussen de tuit en de tumor bevinden). Men spreekt hier van „endotherapie”. In verband met de grootte en de ligging der te bestralen gezwellen zijn niet al te zachte stralen voor deze therapie gewenst, corresponderend met buisspanningen tot bijv. 60 of nog liever tot ca 100 kV en met gebruik van een vrij zwaar filter.

De bestraling van baarmoedergezwellen werd vroeger algemeen en wordt ook thans nog vaak — waar de situatie zich beter daarvoor leent of waar economische overwegingen er voor pleiten — uitgevoerd niet met röntgenbuizen doch met radiumpraeparaten. Deze worden in de vorm van naalden of derg. in de tumor gebracht en bijv. enkele dagen op hun plaats gelaten, tot de gewenste totale bestralingsdosis is bereikt.

We willen echter er op wijzen, dat de ontwikkeling van de hier bedoelde röntgenbuizen niet alleen de strekking heeft om in sommige gevallen het radium overbodig te maken. Zij scheppen de nieuwe mogelijkheid, een bestraling in enkele minuten in plaats van enkele dagen uit te voeren. Dit is van belang voor een variant van de „endotherapie”: het bestralen van gezwellen die eventueel diep in het lichaam zijn gelegen, maar die door operatief openleggen van buiten af toegankelijk zijn gemaakt; uiteraard staat voor zulk een bestraling dan slechts een korte tijd ter beschikking.

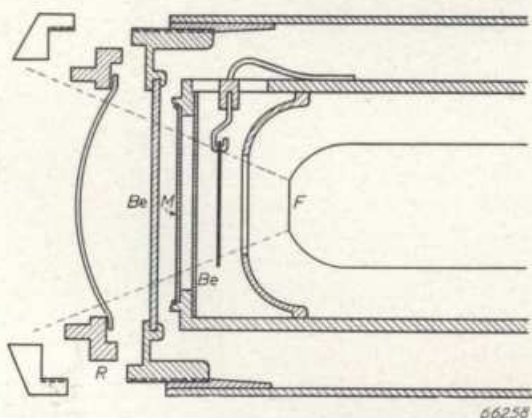


Fig. 8. Nieuwe constructie van de vensters van de CT-buis, met ring R voor eventuele extra filters. M mica venster, Be beryllium vensters.

⁸⁾ De dosis (met als eenheid de röntgen) wordt gemeten door de energie geabsorbeerd in een bepaald volume lucht. Aangezien de absorptiecoëfficiënt voor de straling zeer sterk met de hardheid varieert, is er geen eenvoudig verband tussen het aantal röntgen per tijdseenheid en het vermogen dat het meetvolume binnentreedt. De dosis per tijdseenheid is dus niet als een stralingsintensiteit (watt/cm²) op te vatten, vandaar dat men hiervoor de aanduiding „doseringsterkte” (dose rate) heeft ingevoerd; deze grootte heeft de dimensie watt/gram.

Waar het bij deze therapiemethode vooral op aankomt, zijn de volgende eigenschappen: een goede hanteerbaarheid van de buis, dwz. gering gewicht en afmetingen, een zeer dunne anodetuit van behoorlijke lengte, een grote doseringsterkte.

Wij hebben nu een endotherapiebuis (ET-buis) geconstrueerd waarbij in hoge mate aan de genoemde wensen is voldaan. De buis met omhulsel is weer gegeven in de fig. 9 en 10.

Wat de hanteerbaarheid betreft, is een spectaculaire vooruitgang ten opzichte van vroegere constructies bereikt, door over te gaan van de klassieke opstelling in lucht tot een opstelling van de glazen buis in olie, in een gesloten omhulsel. Dit construc-

bij de beste uitvoering ca 25 kg bedroeg, thans tot 3,5 kg is teruggebracht, terwijl de buis op een spanning tot 100 kV kan worden gebruikt.

Wat meer aandacht willen we besteden aan de andere genoemde desiderata, de lange en dunne anodetuit en de grote doseringsterkte. De op het focus gerichte elektronenbundel mag de wanden van de holle anodepijp niet raken, met andere woorden, hij moet bij de ingang van de anode reeds zeer smal zijn zonder verderop weer teveel te divergeren. Hoe langer en hoe dunner men de tuit wil maken, des te meer treedt derhalve het probleem van het focuseren van de elektronenbundel op de voorgrond.

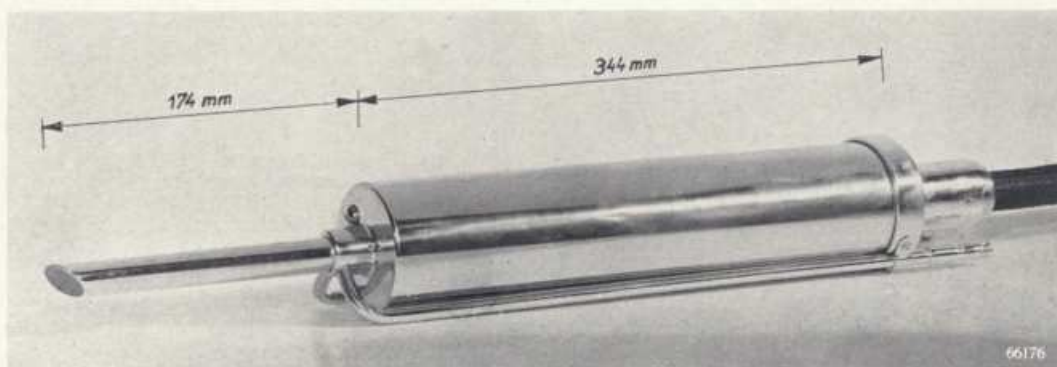


Fig. 9. ET-buis (röntgenbuis voor endotherapie). Het focus bevindt zich op de schuine trefplaat (pastille) aan het einde van de gearde anodetuit, die naar links uit het cilindervormige omhulsel steekt. Rechts de kabel waarmee de kathode op de hoogspanning wordt aangesloten, en aansluitingen voor koelwater.

tieprincipe is reeds lange tijd in gebruik voor andere röntgenbuizen, en het is in dit verband ook al vaak in dit tijdschrift ter sprake gekomen (vgl. hierboven, en zie vooral het in ⁴⁾ aangehaalde artikel). We zullen hier derhalve niet nader op ingaan, en we willen ook slechts terloops wijzen op een andere constructieve bijzonderheid, die de hanteerbaarheid van de buis heeft helpen verbeteren: de kathode van de buis wordt op de hoogspanning aangesloten door middel van een rubber kabel met een conisch einde. Deze conus past rechtstreeks in een contrasteker van kunsthars die aan de buis is bevestigd (fig. 10). Deze eenvoudige stekconstructie, die al geruime tijd voor allerlei röntgenbuizen van C.H.F. Müller A.G., Hamburg, is toegepast, veroorlooft voor een gegeven spanning met een veel geringere lengte van het omhulsel uit te komen dan bij de eerder gebruikte combinatie van een stekker en contrasteker, beide van kunsthars. Het resultaat van een en ander kunnen we het best illustreren door te vermelden, dat het totale gewicht van de endotherapiebuis met omhulsel, dat vroeger

Het stond bij ons voorop dat we de nodige focussering langs electrostatische weg wilden bereiken, dus door geschikte vormgeving van de elektroden, en niet door gebruik van magnetische velden. In het laatste geval heeft men nl. het ongemak dat de focusafmetingen veranderen als men de buisspanning varieert.

Electrostatisch gefocusseerde, smalle elektronenbundels zijn reeds geruime tijd bekend voor kathodestraalbuizen. De focussering wordt daar bewerkstelligd met behulp van extra elektroden, die tussen kathode en anode worden aangebracht en waaraan men geschikte, eventueel nog van buiten af regelbare, spanningen aanlegt. Voor een röntgenbuis, waarbij men met veel hogere spanningen te maken heeft, komt deze methode praktisch niet in aanmerking. De bundeling moet hier worden verkregen door geschikte vormgeving van het kathodelichaam, de hierin geplaatste gloeidraad en de anode. Ruwweg krijgt men een bundeling met behulp van een bekervormige kathode, die met de opening naar de holle anode is gekeerd en waarin de gloeispira

nabij de bodem van de beker is geplaatst. De hoedanigheid van de bundel hangt echter nog ten zeerste af van de details van deze geometrische configuratie, bijvoorbeeld van de diepte van de kathodebeker.

Om de anodetuit zo dun en zo lang mogelijk te kunnen maken, hebben wij gebruik gemaakt van een uitvoerig onderzoek dat over de geschetste

De op grond van deze onderzoeken gekozen configuratie levert een zo goede bundeling dat bij een totale pijplengte van ca 210 mm een focusdiameter van minder dan 6 mm wordt verkregen. Aangezien om de anodepijp nog een koelwatermantel wordt gelegd, kwamen wij aldus tot een totale tuitdiameter van 18 mm. Dit is aanzienlijk minder dan bij vroegere constructies.

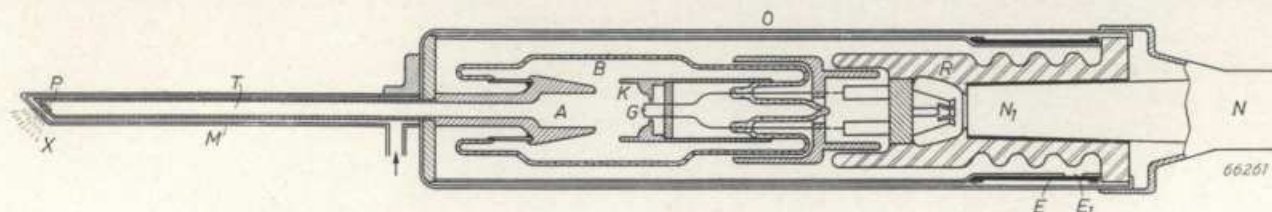


Fig. 10. Doorsnede van de ET-buis met omhulsels. *B* geëvacueerde buis, *A* holle anode met tuit *T* en pastille *P* waarop de electronen vallen. De röntgenstralen *X* treden door de pastille heen naar buiten. *K* kathodebeker met gloeidraad *G*, *R* op de kathode aangesloten contrasteker, die tezamen met de buis in het met olie gevulde omhulsel *O* is gemonteerd, *N* hoogspanningskabel met conisch einde *N*₁, *M* koelwatermantel ter koeling van de anodetuit, *E* rubber slang die via de opening *E*₁ expansiegelegenheid geeft aan de warm wordende olie.

electrodenvorm is verricht door A. Kuntke (C.H.F. Müller, Hamburg) en waarvan de resultaten ook voor diverse andere soorten röntgenbuisen met tuitvormige anode met succes zijn toegepast. Met behulp van een model op schaal van de electrodenconfiguratie, dat in een met electrolyt gevulde trog werd gedompeld, werd het potentiaalveld bepaald⁹⁾. Fig. 11 geeft als voorbeeld het veld dat voor een der onderzochte configuraties werd gevonden. Het gedeelte van het veld vanaf de dik getekende aequipotentiaallijn (2%) tot de ingang van de anode kan men opvatten als een bepaald type electronenlens, welke focuserende werking op willekeurige invallende electronenstralen men volgens geometrisch-optische methoden kan nagaan. De invalrichtingen van de stralen, welke deze lens binnentreden, konden niet nauwkeurig genoeg uit de aequipotentiaallijnen worden geconstrueerd; zij werden daarom bepaald door het smalle eerste gedeelte van het veld na te bootsen door een rubbermembraan en de electronen door kleine bolletjes, die men uitgaand van de plaats van de gloeidraad over het membraan liet rollen¹⁰⁾. Het zal door deze mechanische analogie direct duidelijk zijn, dat vooral de constructie en de montage van de spiraalvormige gloeidraad zeer nauw luistert.

Het spreekt vanzelf dat het genoemde vermogen van 400 watt niet binnen het lichaam van de patient op het focus gedissipeerd mag worden zonder een doelmatige warmte-afvoer. Vandaar de zojuist genoemde waterkoeling. De toe- en afvoer van het water is in fig. 9 duidelijk te zien. Het water stroomt in een nauwe mantel langs de anodetuit en langs de schuin op de tuit aangebrachte zg. pastille,

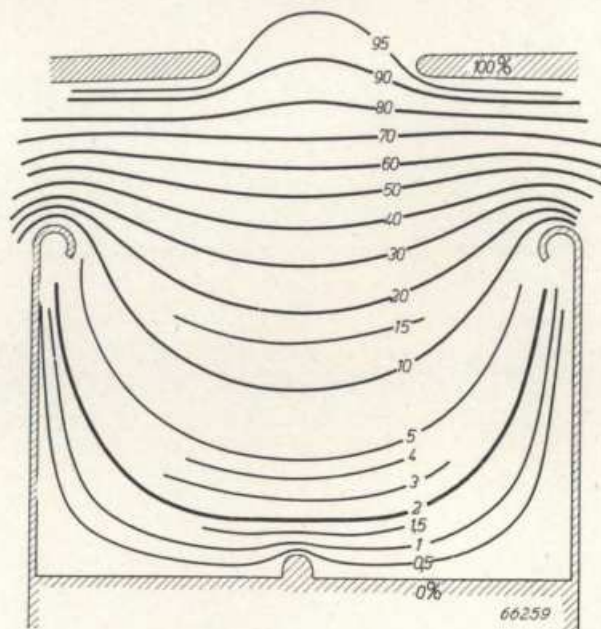


Fig. 11. Aequipotentiaallijnen van het electrostatische veld tussen kathode en anode, bij de getekende configuratie dezer electroden. De lijnen zijn geconstrueerd met behulp van metingen aan een model in een met electrolyt gevulde trog. 0 % slaat op kathodepotentiaal, 100 % op anodepotentiaal.

⁹⁾ Over deze methode zie bijv. G. Hepp, Potentiaalmetingen met behulp van de electrolytische trog, Philips techn. T. 4, 235-242, 1939.

¹⁰⁾ Zie: P. H. J. A. Kleynen, De beweging van een electron in tweedimensionale electrostatische velden, Philips techn. T. 2, 338-345, 1937.

waarop de electronenbundel treft (fig. 10). De röntgenstralen moeten door de pastille heen naar buiten treden. Om hierbij niet te veel straling door absorptie te verliezen, is de pastille van een zeer dun koperfolie vervaardigd. Koper is gekozen om zijn goede mechanische eigenschappen en zijn betrekkelijk laag atoomnummer. Voor een goede opbrengst van röntgenstralen in het focus echter is juist een hoog atoomnummer nodig. Daarom is op de pastille aan de trefkant een zeer dun laagje goud aangebracht. De vlakke kop van de koelmantel, waar de röntgenstralen ook nog doorheen moeten, bestaat uit een zeer dun koperfolie, dat de waterdichtheid verzekert. Aan de buitenkant is hierop bovendien een plaatje van een speciaal soort kunsthars aangebracht, dat de zachte componenten van de secundaire straling absorbeert die door de röntgenstralen in het koper wordt opgewekt. Deze componenten — in hoofdzaak de $\text{CuK}\alpha$ -straling met een golflengte van ca 1,5 ångström — zijn nl. ongewenst, omdat zij bij bestraling van een tumor die iets onder de binnenwand van de lichaamsholte is gelegen, een grote extra dosis op deze wand geven.

Door deze constructie van pastille en koelwatermantel is het „eigen filter” van de buis, vergeleken met soortgelijke buizen van andere bouwwijze,

gering en de doseringsterkte groot. Men krijgt bij de maximale stroom van 6,5 mA op 5 cm afstand van het focus (in lucht) bij 60 kV 230 röntgen/minuut, bij 100 kV en 4 mA 550 r/min; de halveringsdikte der straling bedraagt hierbij $H = 0,12$ resp. 0,24 mm koper.

Samenvatting. Beschrijving van enkele karakteristieke details van drie nieuw-ontwikkelde typen röntgenbuizen. De „Rotalix” O-55 is een diagnostiekbuis met draaiende anode, speciaal geconstrueerd voor bedrijf op wisselspanning. Dank zij de hoge belastbaarheid bij kleine focusafmetingen (ca 6 kW gedurende $\frac{1}{10}$ sec, op een focus van $1 \times 1 \text{ mm}^2$), maakt deze buis het mogelijk met een bescheiden apparatuur veel betere röntgenopnamen te verkrijgen dan tot dusverre. De nieuwe buis voor contacttherapie (CT-buis) is voorzien van een vensterconstructie bestaande uit een vacuumdicht ingesmolten mica plaatje en een hiervoor geplaatst beryllium folie. Hierdoor heeft deze buis een zo gering eigen filter gekregen dat de minimale halveringsdikte der uittredende röntgenstraling teruggebracht is tot 0,3 mm lichaamsweefsel bij een buisspanning van 10 kV (doseringsterkte op 2 cm afstand van het focus 6400 r/min), en tot 0,8 mm bij 50 kV (160 000 r/min). De ET-buis, ontwikkeld voor de bestraling van gezwellen in of nabij lichaamsholten (endotherapie), draagt het focus aan het einde van een dunne geaarde anodetuit, die in de lichaamsholte kan worden gebracht. Door een doeltreffende electrostatische focussing was het mogelijk de tuitdiameter (inclusief koelwatermantel) terug te brengen tot 18 mm, bij een totale pijplengte van ca 210 mm. Het vermogen is 400 W, het eigen filter is relatief gering, zodat men bij 100 kV op 5 cm afstand van het focus een doseringsterkte van 550 r/min verkrijgt (halveringsdikte 0,24 mm koper). De buis met omhulsel weegt slechts 3,5 kg.